

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Nové scintilátory s emisí v dlouhovlnné oblasti

Autor: Monika Kotyková
Vedoucí: doc. Ing. Petr Průša, Ph.D.
Akademický rok: 2021/2022



Katedra: KDAIZ

Akademický rok: 2021/2022

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Monika Kotyková

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Název práce: Nové scintilátory s emisí v dlouhovlnné oblasti
(česky)

Název práce: Novel scintillators emitting long-wavelength photons
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

1. Vypracovat rešerši, v níž budou pojednána zejména následující témata: Mechanismus vzniku scintilačních fotonů, vlastnosti scintilátorů, metody jejich charakterizace, princip APD, vlastnosti APD, přehled nových anorganických scintilátorů emitujících v dlouhovlnné oblasti.
2. Charakterizovat vlastnosti aparatury obsahující APD, která slouží k měření energetické rozlišovací schopnosti, linearity scintilační odezvy a světelného výtěžku. Zaměřit se zvláště na závislost linearity odezvy a zisku na napětí na detektoru. Ověřit při buzení APD scintilační odezvou i zdrojem záření X.
3. Proměřit základní scintilační vlastnosti sady vzorků scintilátorů emitujících v oblasti nad 500 nm.

Doporučená literatura:

- [1] LECOQ, Paul, GEKTIN, Alexander, KORZHIK, Mikhail. *Inorganic scintillators for Detector Systems*. Springer, 2017. ISBN 978-3-319-45521-1.
- [2] KNOLL, Glenn F.. *Radiation Detection and Measurement*. 4th ed. New York: Wiley & Sons, 2010. ISBN 978-0-470-13148-0.
- [3] DONATI, Silvano. *Photodetectors: Devices, Circuits and Applications*. 2nd ed., Wiley & Sons, 2021. ISBN: 978-1-119-76991-0.

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

doc. Ing. Petr Průša, Ph.D.
České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření
Břehová 7
115 19 Praha 1

Jméno a pracoviště konzultanta bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: 5.10.2021

Termín odevzdání bakalářské práce: 7.7.2022

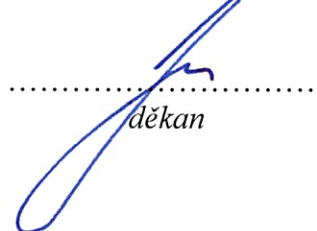
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



garant oboru



vedoucí katedry



děkan

V Praze dne 5.10.2021



Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne 24. 6. 2022

Monika Kotyková

Poděkování

Ráda bych poděkovala svému vedoucímu práce doc. Ing. Petru Průšovi, Ph.D. za cenné poznámky a rady, vstřícnost a trpělivost při konzultacích a zpracování bakalářské práce.

Monika Kotyková

Název práce: **Nové scintilátory s emisí v dlouhovlnné oblasti**

Autor: Monika Kotyková

Obor: Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. Ing. Petr Průša, Ph.D.

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Abstrakt: Tato práce se zaměřuje na anorganické scintilátory emitující v oblasti vlnových délek delších než 550 nm a jejich charakterizaci s použitím lavinové fotodiody. Teoretický úvod tvoří dvě části, které se věnují scintilátorům a lavinovým fotodiodám. V první části je popsán princip scintilace, základní vlastnosti scintilátorů a metody jejich charakterizace. Druhá část se zabývá principem fungování fotodiody, lavinových fotodiody a jsou vysvětleny jejich základní vlastnosti. Dále práce obsahuje rešerši na téma nových scintilátorů emitujících v dlouhovlnné oblasti. V praktické části byly proměřeny vlastnosti APD se zaměřením na odezvu APD při ozáření zářením X a světelným zdrojem v podobě scintilátoru ozářeného zářením gama za účelem stanovení optimálního napětí pro určování světelného výtěžku a energetické rozlišovací schopnosti. Dále byl určen světelný výtěžek a energetická rozlišovací schopnost sady vzorků $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ s různou koncentrací iontů In^+ . Na závěr byla zkoumána proporcionalita těchto vzorků.

Klíčová slova: Scintilátor, dlouhovlnná emise, APD, energetická rozlišovací schopnost, světelný výtěžek

Title: **Novel scintillators emitting long-wavelength photons**

Author: Monika Kotyková

Abstract: This work deals with inorganic scintillators emitting in the long wavelength region over 550 nm and their characterization by avalanche photodiode. The theoretical part of the work consists of two parts dealing with scintillators and photodiodes. The first part focuses on scintillation principle, the basic characteristics of scintillators and methods for research of scintillators. The second part describes principle of photodiodes and avalanche photodiodes and their basic characteristics are explained. Furthermore, the work contains the research on the novel scintillators emitting long-wavelength photons. In the experimental part, the characteristics of APD were measured with a focus on the response of APD after X irradiation and irradiation by a light source in the form of gamma-irradiated scintillator in order to determine the optimal voltage for measuring the light yield and energy resolution. Then, the light yield and energy resolution of the sample set $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ with different concentration of ions In^+ were determined. Finally, the proportionality of these samples was examined.

Key words: Scintillator, long-wavelength emission, APD, energy resolution, light yield

Obsah

Úvod	8
1 Scintilátory	9
1.1 Princip scintilace	9
1.1.1 Interakce	10
1.1.2 Relaxace	11
1.1.3 Termalizace	11
1.1.4 Migrace	12
1.1.5 Luminiscence	12
1.2 Vlastnosti scintilátorů	12
1.2.1 Integrovaná scintilační účinnost a světelný výtěžek . .	13
1.2.2 Scintilační dosvit	14
1.2.3 Energetická rozlišovací schopnost	15
1.2.4 Emisní spektrum	15
1.2.5 Další vlastnosti	17
1.3 Metody charakterizace scintilátorů	18
1.3.1 Měření absorpčních, excitačních a emisních spekter	18
1.3.2 Měření dosvitových křivek	19
1.3.3 Měření radioluminiscenčních spekter	19
1.3.4 Amplitudová spektrometrie ionizujícího záření . . .	19
2 Fotodiody	21
2.1 Princip lavinových fotodiod	23
2.2 Vlastnosti APD	26
2.2.1 Kvantová účinnost, spektrální citlivost	26
2.2.2 Napájecí a průrazné napětí	27
2.2.3 Temný proud	27
2.2.4 Zesílení	27
3 Anorganické scintilátory emitující v dlouhovlnné oblasti	29
3.1 Scintilátory dopované Sm^{2+}	32
3.2 Scintilátory dopované Eu^{2+} , kodopované Sm^{2+}	33
3.3 Scintilátory dopované Nd^{3+}	34

3.4	Scintilátory dopované Pr^{3+}	35
3.5	Scintilátory dopované In^{+}	36
3.6	Scintilátory dopované Cr^{3+}	36
3.7	Cs_2HfI_6 , Rb_2HfI_6	37
4	Přístrojové vybavení a metody	38
4.1	Aparatura amplitudové spektrometrie s APD	38
4.1.1	APD	39
4.1.2	Předzesilovač	41
4.1.3	Zesilovač	41
4.1.4	Mnohokanálový analyzátor + PC	41
4.1.5	Reflektor	41
4.2	Optimální napětí na APD	42
5	Stanovení optimálního napětí pro určení světelného výtěžku	44
5.1	Postup měření	44
5.2	Výsledky a diskuze	47
6	Stanovení optimálního napětí pro určení energetické rozlišovací schopnosti	49
6.1	Postup měření	50
6.2	Výsledky a diskuze	52
6.2.1	GAGG:Ce Boháček 59b	53
6.2.2	GAGG:Ce Kamada	53
6.2.3	$\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$	54
7	Charakterizace $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ pomocí amplitudové spektrometrie	56
7.1	Postup měření <i>FWHM</i> a světelného výtěžku	56
7.2	Výsledky a diskuze	57
7.3	Postup měření proporcionality	59
7.4	Výsledky proporcionality a diskuze	59
	Závěr	61
	Použité zkratky	63
	Označení fyzikálních veličin a konstant	63
	Literatura	64

Úvod

Scintilační detektory patří k nejstarším nástrojům detekce ionizujícího záření a stále probíhá vývoj nových scintilačních materiálů. Využití scintilátorů je opravdu široké, najdeme je například v přístrojích sloužících k rentgenovému zobrazování, ve fyzice vysokých energií a mnoha dalších aplikacích. Tato práce se zaměřuje na anorganické scintilátory emitující fotony z dlouhovlnné oblasti, jejichž současný vývoj je podporován i kvůli využití polovodičových fotodetektorů, jakým je např. lavinová fotodioda, která byla využita v této práci. Dlouhovlnná emise teoreticky nabízí řadu zajímavých vlastností jako je vysoký světelný výtěžek nebo transparentnost lidské tkáně k emitovaným fotonům. Využití dlouhovlnné scintilátory najdou v monitorování radiačních polí nebo medicínských aplikacích.

Práce obsahuje teoretickou a experimentální část a je rozdělena na sedm kapitol. V první kapitole je popsán scintilační princip anorganických scintilátorů, jejich základní vlastnosti a metody sloužící k charakterizaci scintilátorů. Ve druhé kapitole je popsán princip detekce fotonů křemíkovými fotodiodami se zaměřením na lavinovou fotodiodu a její základní vlastnosti.

Třetí kapitola je rešerší nových scintilačních materiálů s emisí v dlouhovlnné emisi. Popsány jsou možné aplikace dlouhovlnných scintilátorů a vlastnosti některých scintilačních materiálů dopovaných ionty vhodných prvků.

Ve čtvrté kapitole je popsána měřicí aparatura použitá v experimentální části práce. Pátá a šestá kapitola se zabývá stanovením optimálního napětí pro určování světelného výtěžku a energetické rozlišovací schopnosti při použití popsané měřicí aparatury.

V poslední sedmé kapitole je při stanoveném napětí určen světelný výtěžek, energetická rozlišovací schopnost a proporcionalita sady vzorků scintilátoru $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ s různou koncentrací iontů In^+ .

Kapitola 1

Scintilátory

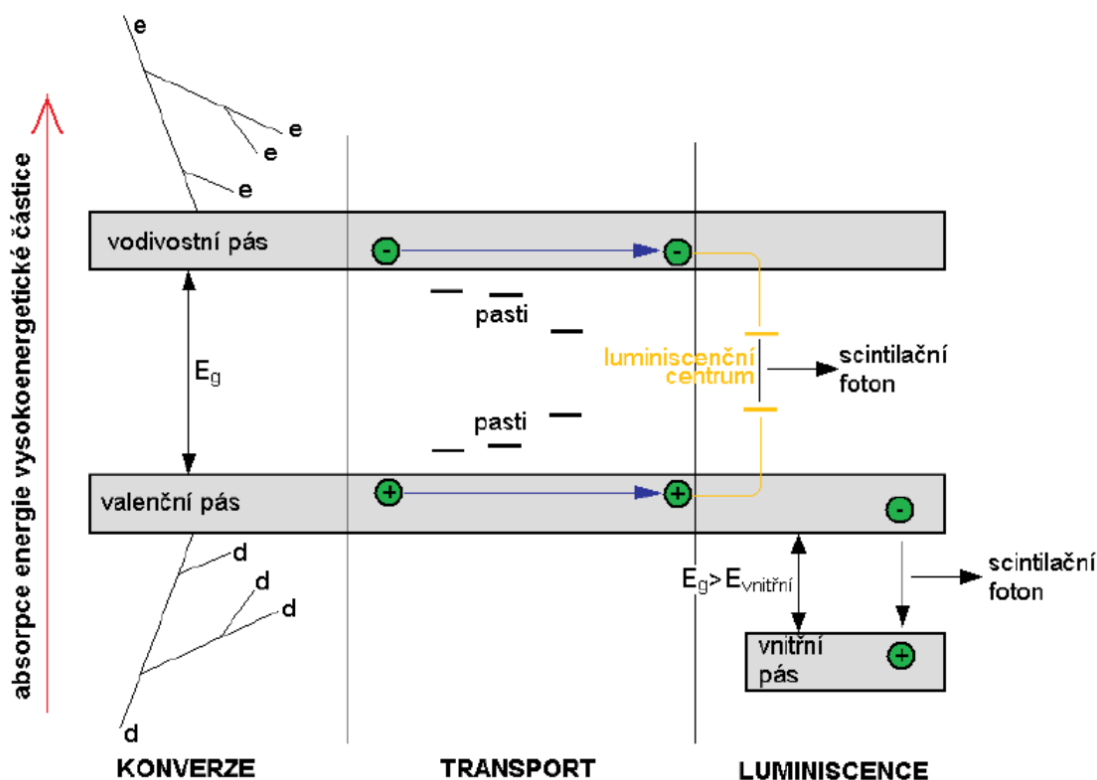
Scintilátor je materiál umožňující detekci a spektrometrii ionizujícího záření. Při dopadu fotonů ionizujícího záření na scintilátor jsou produkovány fotony nejčastěji z viditelné nebo ultrafialové oblasti, které jsou dále pomocí fotonásobiče nebo fotodiody převáděny na elektrický signál. Scintilátory se dělí na organické a anorganické, které se navzájem liší principem vzniku scintilačních fotonů. Anorganické scintilátory mají oproti organickým obecně větší světelný výtěžek, ale delší dobu dosvitu. Z obou těchto pravidel nicméně existuje řada výjimek. Tato práce se zaměřuje pouze na anorganické scintilátory a o organických scintilátorech se už dále nezmiňuje.

Díky relativně velké hustotě a vysokému protonovému číslu jsou anorganické scintilátory vhodné pro detekci záření gama, ale lze je použít i k detekci neutronů nebo nabitých částic.

1.1 Princip scintilace

Během scintilačního procesu nejprve dochází k absorpci dopadajícího záření a tvorbě elektron-děrových (e-h) párů ve scintilátoru. Ve druhém kroku dojde k luminiscenci – vyzáření scintilačních fotonů. Schéma procesu je na obr. 1.1 [1].

Scintilační proces bude popsán pro záření gama, které patří k nepřímo ionizujícímu záření. Abychom mohli fotony gama detekovat, musí v objemu scintilátoru dojít k jejich interakci, při které fotony ztratí alespoň část své energie. Scintilační proces lze rozdělit na pět fází: interakci, relaxaci, termalizaci, migraci a luminiscenci.



Obr. 1.1: Schéma scintilačního procesu v anorganických scintilátorech, převzato z [1].

1.1.1 Interakce

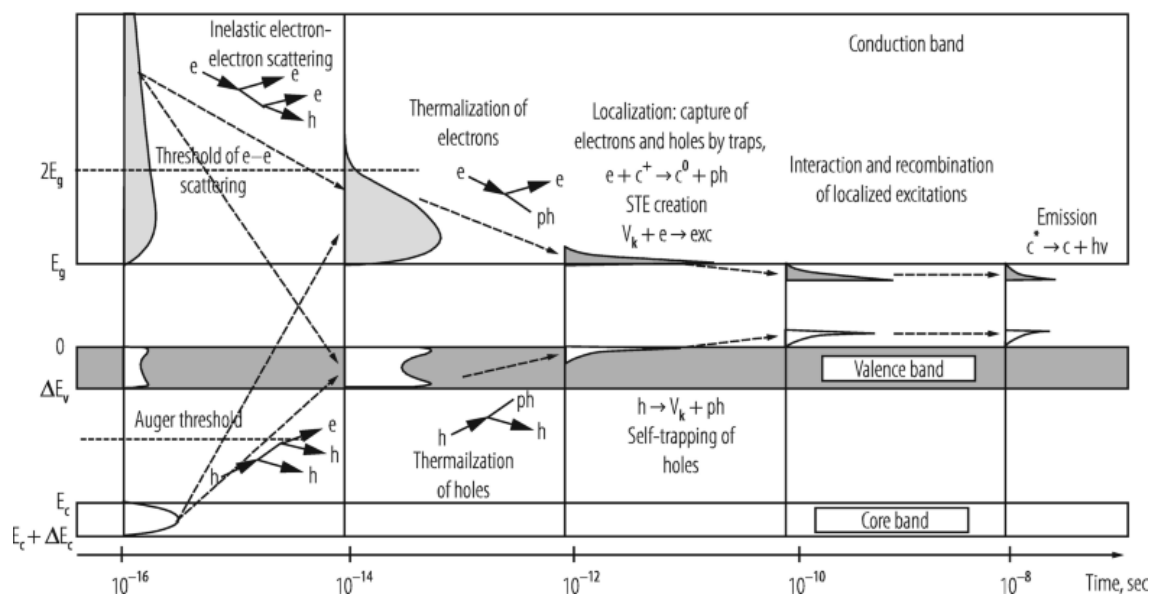
Ve fázi interakce dochází k interakci dopadajícího fotonu ionizujícího záření s elektronem v krystalu. Gama záření reaguje nejčastěji fotoefektem, Comptonovým rozptylem nebo tvorbou elektron-pozitronových párů. Typ interakce záleží na energii primárních fotonů a na protonovém čísle Z materiálu, ve kterém interagují.

Energetické stavy elektronů v krystalech jsou určeny jeho pásovou strukturou. V základním stavu je nejvyšším obsazeným pásmem valenční pás, nad kterým se nachází zakázaný a vodivostní pás. Při průchodu ionizujícího záření látkou dochází k excitaci elektronů do vodivostního pásu, vodivostní elektrony se mohou volně pohybovat krystalem. Ve valenčním pásu přitom vzniká kladná díra. Šířka zakázaného pásu E_g je u scintilátorů typicky větší než 3 eV a energie potřebná k vytvoření jednoho e-h páru je velmi přibližně trojnásobek E_g [2].

Na konci fáze interakce se v krystalu nachází vysokoenergetické elektrony a ve vnitřních páscech jsou hluboké díry.

1.1.2 Relaxace

Velice rychle po interakci (10^{-16} až 10^{-14} s) dochází k sekundární ionizaci [3]. Vysokoenergetický elektron ionizací vytváří další e-h páry. Díry ve vnitřních pásích jsou zaplňovány elektrony z vyšších pásů, čímž se uvolňuje energie, která může být použita k tvorbě dalších e-h párů. Elektrony i díry postupně ztrácí energii, až už nejsou schopny další ionizace, a tvorba dalších párů se zastaví. Na konci fáze relaxace se ve valenčním pásu nachází díry a ve vodivostním pásu elektrony s energií menší než $2E_g$ (viz obr. 1.2 [3]).



Obr. 1.2: Schéma relaxačního a termalizačního procesu v anorganických scintilátorech, převzato z [3].

1.1.3 Termalizace

Ve fázi termalizace je energie elektronů a děr menší než energie potřebná k ionizaci. Elektrony a díry dále ztrácejí energii především emisí fononů – uvolňováním tepla. Na konci fáze termalizace se elektrony nachází na dně vodivostního pásu a díry na vrcholu valenčního pásu. Energie elektron-děrového páru je v tuto chvíli rovna šířce zakázaného pásu E_g .

Alternativně k nezávislému pohybu elektronů a děr mohou vznikat excitony – vázané stavy elektronů a děr. Tato fáze trvá zhruba 10^{-14} až 10^{-12} s [3].

1.1.4 Migrace

V zakázaném pásu scintilátorů se mohou vyskytovat dovolené energetické stavy, které jsou tvořeny příměsmi přidanými do krystalů. Místa, v nichž mohou e-h páry zářivě rekombinovat, nazýváme luminiscenční centra a příměsi, které je tvoří, pak aktivátory nebo dopanty. V reálné krystalové mřížce se dále vyskytují různé nečistoty a defekty, které vytváří v zakázaném pásu tzv. pasti.

Ve fázi migrace se elektrony a díry pohybují krystalem a dochází k jejich zachytávání v luminiscenčních centrech a pastech. V případě zachytu v luminiscenčním centru dojde k jeho excitaci, zachytávání v pastech vede ke zpomalení odezvy nebo úplné ztrátě energie, což záleží na hloubce pasti. Z mělké pasti se elektron může po dodání tepelné energie uvolnit včas a ještě přispět k užitečné odezvě, z hluboké pasti se elektron zpravidla dostane po delší době a k odezvě už nepřispěje. Stejně jako elektrony a díry se krystalem mohou pohybovat i excitony a excitovat luminiscenční centra.

1.1.5 Luminiscence

Ve fázi luminiscence dochází k deexcitaci luminiscenčního centra vlivem rekombinace, ke které v něm došlo. Uvolněná energie se v žádoucím případě vyzáří ve formě luminiscenčního fotonu. Excitace a deexcitace může být také způsobena záchytem a rekombinací excitonu. O vlastnostech luminiscenčního centra a některých luminiscenčních fotonů bude pojednáno podrobněji níže.

V této práci se omezíme pouze na tzv. extrinsickou luminiscenci, tj. luminiscenci z center, která jsou tvořena záměrně přidanými příměsmi. Nebudeme se zabývat intrinsickou luminiscencí ani exotičtějšími druhy luminiscence jako je např. cross-luminiscence nebo HIBL (Hot-intraband luminescence).

1.2 Vlastnosti scintilátorů

Každá aplikace scintilátorů přichází s odlišnou sadou požadavků na vlastnosti scintilačního materiálu. Následující vlastnosti jsou však téměř univerzální pro většinu možných aplikací. Ideální scintilátor by splňoval tyto

základní vlastnosti [2]:

- Převádí kinetickou energii nabitých částic na detekovatelné světlo s vysokou scintilační účinností.
- Převod energie je lineární, tj. velikost odezvy je přímo úměrná absorbované energii.
- Materiál scintilátoru je transparentní pro vlnové délky emitovaných fotonů.
- Scintilační proces probíhá relativně rychle, aby bylo možné generovat krátké pulzy, případně dosáhnout dobrého časového rozlišení.
- Materiál má dobré optické vlastnosti.
- Scintilátor lze vyrobit s dostatečnou velikostí pro praktické použití.
- Index lomu scintilačního materiálu je blízký indexu lomu ve vstupním okénku fotodetektoru pro účinný přenos fotonů.
- Náklady na výrobu materiálu jsou nízké.
- Materiál je nehygroskopický.

Najít ideální scintilační materiál se zatím nepovedlo a vždy se hledá kompromis vlastností podle potřeb konkrétní aplikace. Řada aplikací přichází s dalšími specifickými požadavky na scintilátory, např. v elektronové mikroskopii musí být materiál schopen dlouhodobě pracovat ve vakuu, ve fyzice vysokých energií je nutností radiační odolnost atd. V následující části jsou popsány základní vlastnosti scintilátorů, pomocí kterých je lze charakterizovat: integrální scintilační účinnost a světelný výtěžek, scintilační dosvit, energetická rozlišovací schopnost, emisní spektrum a některé další.

1.2.1 Integrální scintilační účinnost a světelný výtěžek

Integrální scintilační účinnost je definována jako podíl počtu produkováných scintilačních fotonů N_f a absorbované energie ionizujícího záření E [3]:

$$\eta_{sc} = \frac{N_f}{E}. \quad (1.1)$$

Počet scintilačních fotonů lze vyjádřit jako:

$$N_f = \frac{E}{\beta E_g} S Q, \quad (1.2)$$

kde S je kvantová účinnost transportu, Q kvantová účinnost luminescenčního centra, E_g šířka zakázaného pásu a $\beta = \frac{E_{eh}}{E_g}$, kde E_{eh} je střední

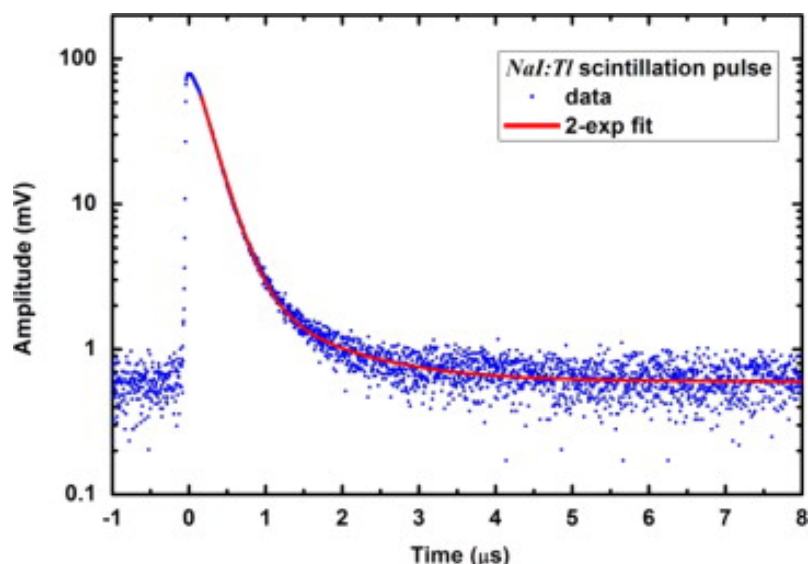
energie potřebná k vytvoření jednoho elektron-děrového páru. S a Q se často pohybují okolo hodnoty 1 a scintilační účinnost tak silně závisí na hodnotě E_g . Např. pro $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ je $E_g = 7,5\text{--}8,0$ eV [4], pro GAGG:Ce je $E_g = 5,8\text{--}6,8$ eV [5] a pro CsI:Tl $E_g = 3,1\text{--}4,3$ eV [6]. Hodnota parametru β závisí na typu chemické vazby v krystalu [7], s rostoucí kovalencí vazby roste hodnota β . Pro polární vazbu se pohybuje okolo 1,7, pro kovalentně-polární vazbu okolo 2,1 a pro materiály s kovalentní vazbou se pohybuje okolo hodnoty 3. Pro řadu scintilačních materiálů se používá hodnota $\beta = 2,5$. Podle [3] se hodnota β pohybuje v rozmezí 2,2 až 2,5.

Integrální scintilační účinnost zahrnuje všechny fotony produkované ve scintilátoru za nekonečně dlouhou dobu. V praxi se proto používá veličina světelný výtěžek (light yield – LY), která zahrnuje pouze fotony detekované za určitou (krátkou) dobu po interakci primárních fotonů. Hodnotu světelného výtěžku ovlivňuje nastavení elektroniky i scintilační kinetika, která je ovlivněná například koncentrací a druhem dopantů a pastí nebo okolní teplotou.

1.2.2 Scintilační dosvit

Časový průběh scintilační odezvy popisuje tzv. scintilační dosvit, který ukazuje, jak v čase doznívá produkce scintilačních fotonů po interakci částice ionizujícího záření. Scintilační dosvit je primárně určen druhem a do určité míry i koncentrací luminiscenčního centra. Často se v něm vyskytují i dlouhodobější složky způsobené zachytáváním nosičů náboje v pastech (v extrémních případech mohou tyto složky dokonce převládat). Doba setrvání v pastech závisí mimo jiné na hloubce pasti a teplotě krystalu. Méně běžné je zrychlení dosvitu vlivem nežářivého transportu energie z luminiscenčního centra. Na obr. 1.3 [8] můžeme vidět scintilační dosvit nejběžnějšího anorganického scintilátoru NaI:Tl .

Ve scintilačním dosvitu se mohou vyskytovat i velmi dlouhé složky. Příkladem je tzv. „afterglow“, který zahrnuje fotony vyzářené až po dlouhé době (zpravidla 3 ms) a tvoří nežádoucí složku odezvy. Nosič náboje zachycený v pasti příliš dlouhou dobu k impulzu vůbec nepřispěje.



Obr. 1.3: Příklad scintilačního dosvitu NaI:Tl, převzato z [8].

1.2.3 Energetická rozlišovací schopnost

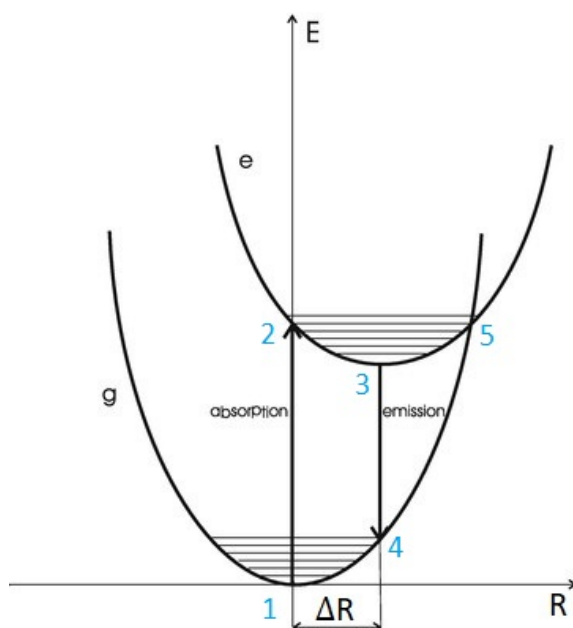
Energetická rozlišovací schopnost ($FWHM$) udává, jak dobře dokáže detektor rozlišit dva fotony s podobnou energií. Jde vlastně o plnou šířku píku v polovině jeho maxima (Full Width at Half Maximum). Energetická rozlišovací schopnost je dána vlastnostmi krystalu, fotodetektoru a připojené elektroniky. U scintilátorů je zvykem udávat relativní energetickou rozlišovací schopnost, tedy $FWHM_{rel} = \frac{FWHM}{E}$, běžně pro ^{137}Cs ($E = 661,7 \text{ keV}$). Nejlepší energetická rozlišovací schopnost scintilátorů se pohybuje okolo 2–3 % a dosahuje jí např. scintilátor dopovaný cerem $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ [9]. Využití nacházejí ale i scintilátory s $FWHM_{rel}$ okolo 10 %, např. BGO [3]. Relativní energetická schopnost je v dalším textu také značena $FWHM$ a kvantifikována v procentech.

1.2.4 Emisní spektrum

Emisní spektrum je další důležitou charakteristikou scintilátoru, která vypovídá mnohé o procesech v něm se odehrávajících. Emisní spektrum popisuje rozložení vlnových délek emitovaných fotonů po ozáření scintilátoru fotony jedné konkrétní excitační vlnové délky. Vlnová délka emitovaných fotonů hraje důležitou roli při výběru světlocitlivého detektoru, který převádí energii fotonů na elektrický signál. Fotonásobiče jsou výhodnější pro kratší vlnové délky a fotodiody pro delší vlnové délky emitovaných fotonů. Emisní spektrum se typicky studuje při jedné konkrétní

excitační vlnové délce.

Tvar emisního spektra lze vysvětlit pomocí koordinačně-konfiguračního diagramu (viz obr. 1.4 [3]): systém se může nacházet buď v základním (na obrázku parabola g), nebo v excitovaném stavu (parabola ozn. e). Vodorovné čáry představují vibrační hladiny jednotlivých stavů. Předpokládejme, že na začátku se systém nachází v základním stavu s nejnižší možnou energií (bod 1). Po absorpci energie přejde do vzbuzeného stavu (bod 2), přičemž přechod zpátky do základního stavu může proběhnout více způsoby.



Obr. 1.4: Konfiguračně koordinační diagram, upraveno z [3].

Nejpravděpodobněji systém emisí několika fononů přejde na nejnižší možnou energii v excitovaném stavu (relaxace, bod 3) a vyzářením fotonu se vrátí do základního stavu (do bodu 4). U krystalů, kde se základní a excitovaný stav nachází blízko sebe, může dojít k tzv. multifononové emisi, kdy se místo jednoho fotonu vyzáří najednou příslušný počet fononů a systém se vrátí do základního stavu nezářivým přechodem.

Dále může dojít k tzv. teplotnímu zhášení luminiscenčních center. Při vyšších teplotách (pro každý typ scintilátoru je tato teplota zcela individuální, např. u BGO se teplotní zhášení silně projevuje už při pokojové teplotě [3]) se systém s větší pravděpodobností bude nacházet na některé vibrační hladině ve vzbuzeném stavu v blízkosti průsečíku parabol (bod 5). Z tohoto bodu může systém přejít do základního stavu

a přebytečná energie se ve formě emitovaných fononů přemění na energii tepelnou. K emisi fotonu přitom nedochází, snižuje se kvantová účinnost luminiscenčního centra Q a odezva scintilátoru se snižuje.

U scintilátorů je nezbytné, aby $\Delta R \neq 0$, kde R značí vzdálenost luminiscenčního centra od ligandů v krystalové mřížce. Rozdíl absorpční a emisní energie, který je umožněn právě nenulovým ΔR , se nazývá Stokesův posun. Díky nenulovému Stokesovu posunu mají emitované fotony menší energii než absorpční maximum a emisní spektrum je oproti absorpčnímu posunuto do delších vlnových délek. V ideálním případě je krystal pro emitované fotony naprosto transparentní a nedochází k samoabsorpci.

Dalším faktorem ovlivňujícím emisi fotonů je koncentrace dopantů. Vlivem nezářivých přenosů energie mezi luminiscenčními centry může při vysoké koncentraci center docházet k tzv. koncentračnímu zhášení, kdy se energie neuvolňuje ve formě fotonu.

1.2.5 Další vlastnosti

Absorpční spektrum scintilátoru vyjadřuje míru absorpce fotonů v závislosti na jejich vlnové délce. Poloha absorpčních maxim indukuje přítomnost energetických přechodů uvnitř krystalu.

Excitační spektrum sleduje vlnové délky fotonů, které vedou k emisi konkrétní vlnové délky scintilačních fotonů. Tyto fotony vznikly po excitaci a deexcitaci konkrétního luminiscenčního centra.

Dalším parametrem je **hustota** materiálu, u hustších materiálů stačí na pohlcení fotonů ionizujícího záření menší tloušťka, protože s hustotou roste pravděpodobnost absorpce fotonů.

Důležitou roli hraje také **hygroskopičnost** – schopnost materiálu vázat vodu i ve formě vzdušné vlhkosti, kvůli které musíme některé scintilátory před vzdušnou vlhkostí chránit obalem (takovým scintilátorem je např. NaI:Tl [2]).

Při výrobě krystalů jsou důležité jejich **mechanické vlastnosti**, které umožňují provést požadované opracování. Dále v některých aplikacích po scintilátorech požadujeme **radiační a chemickou odolnost**.

Výčet vlastností samozřejmě není úplný a určité speciální aplikace mohou vyžadovat další specifické vlastnosti. Znalost jiných vlastností

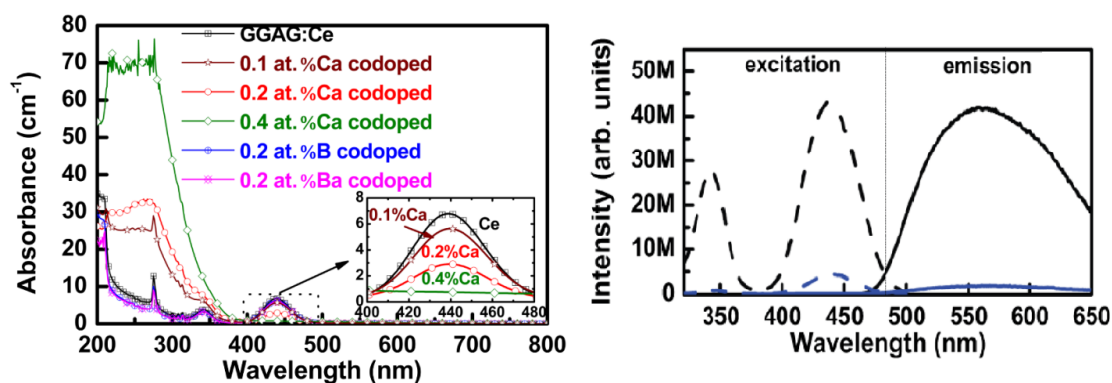
zase umožní hlubší porozumění scintilačnímu mechanismu.

1.3 Metody charakterizace scintilátorů

Existuje mnoho metod, které vedou k charakterizaci vlastností scintilátorů a slouží k pochopení celého scintilačního procesu. V této práci bude podrobněji popsáno jenom několik metod z mnoha možných. Další metody slouží spíše ke zhodnocení použitelnosti scintilátoru v různých aplikacích.

1.3.1 Měření absorpčních, excitačních a emisních spekter

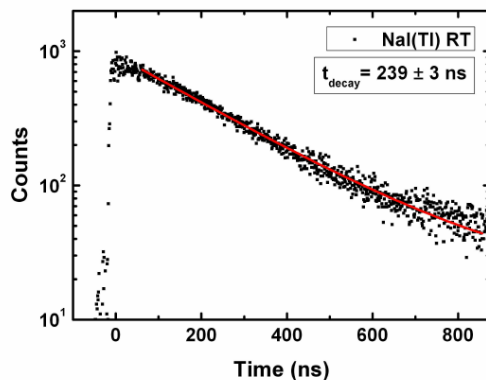
Při měření absorpčního spektra se sleduje počet fotonů, které projdou scintilátorem, v závislosti na jejich vlnové délce. Z intenzity absorpčních pásů lze získat představu o koncentraci přítomných center a možných energetických přechodech v krystalu. Excitační spektrum luminiscenčního centra obvykle částečně odpovídá absorpčnímu spektru tohoto centra. Při jeho měření pomocí různých vlnových délek fotonů zjišťujeme, fotony kterých vlnových délek nejúčinněji excitují emisi fotonů zájmové vlnové délky. U emisních spekter je tomu naopak, excitujeme fotony jedné konkrétní vlnové délky a sledujeme spektrum emitovaných fotonů. Jak mohou vypadat absorpční, excitační a emisní spektra je vidět na obr. 1.5 [10]. Je zde také vidět, jak se spektra mění v závislosti na koncentraci a náboji dopantů.



Obr. 1.5: Vlevo: absorpční spektra kodopovaných GAGG:Ce, vpravo: excitační a emisní spektra GAGG:Ce (černá křivka) a GAGG:Ce,Ca (modrá křivka), upraveno z [10].

1.3.2 Měření dosvitových křivek

Pomocí časově rozlišené spektrometrie můžeme měřit dosvitové křivky (příklad na obr. 1.6 [11]). Na rozdíl od scintilačního dosvitu se při ozáření scintilátoru UV/VIS fotony luminiscenční centrum excituje přímo a nedochází předtím k tvorbě elektron-děrových párů. Dosvit má zpravidla jednoexponenciální průběh.



Obr. 1.6: Dosvitová křivka NaI:Tl, převzato z [11].

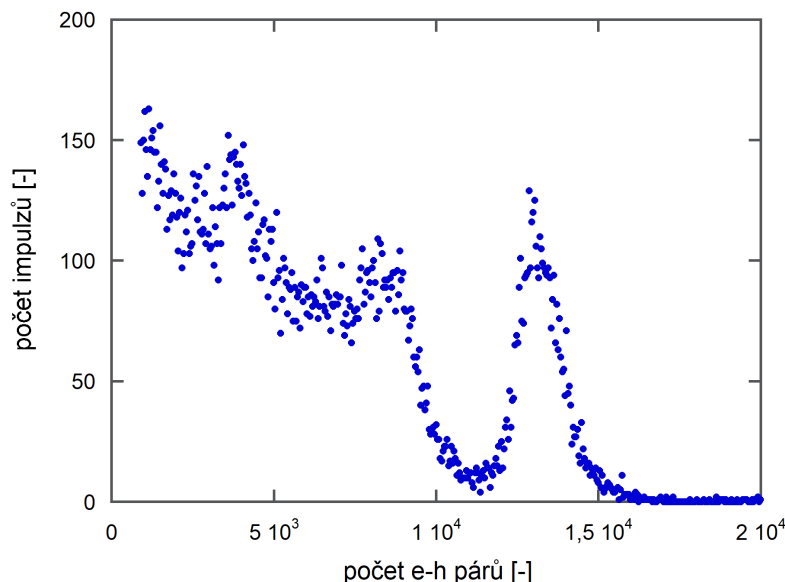
1.3.3 Měření radioluminiscenčních spekter

Radioluminiscenční spektrum je v podstatě emisní spektrum, ale vzniká při ozáření scintilátoru rentgenovým zářením. K buzení luminiscenčního centra nedochází přímo, ale primární fotony v krystalu ionizací vytváří elektron-děrové páry a teprve migrací a rekombinací párů v centrech dojde k excitaci a následné deexcitaci luminiscenčního centra. Předpokládáme, že vznik radioluminiscenčních fotonů probíhá v zásadě stejně jako vznik luminiscenčních fotonů po ozáření scintilátoru částicemi ionizujícího záření jiného druhu.

1.3.4 Amplitudová spektrometrie ionizujícího záření

Při spektrometrii ionizujícího záření fotony emitované scintilátorem dopadají na fotodetektor, který je převádí na pulzní elektrický signál. Tento signál je zesílen a tvarován v předzesilovači a zesilovači. Mnohokanálový analyzátor poté ze získaných impulzů vytvoří spektrum, ve kterém každému impulzu přidělí číslo kanálu podle jeho amplitudy. Obecně

platí, že větší množství elektron-děrových párů v pulzu vede k větší amplitudě. Amplitudové spektrum lze kalibrovat různými způsoby. Pro tuto práci je zásadní kalibrace v počtu e-h párů (příklad takového spektra je na obr. 1.7). O tom, jak kalibraci spolehlivě provést bude více řečeno v následujících kapitolách.



Obr. 1.7: Amplitudové spektrum GAGG:Ce po ozáření ^{137}Cs , měřeno s APD.

Pomocí takto zkalibrovaného amplitudového spektra můžeme spočítat světelný výtěžek scintilátoru:

$$LY = \frac{N_{eh}}{E \cdot QE}, \quad (1.3)$$

kde N_{eh} je počet e-h párů odpovídající píku se známou energií E a QE je kvantová účinnost použitého fotodetektoru. Výsledkem je světelný výtěžek scintilátoru vztažený na jednotku energie.

Z amplitudového spektra můžeme dále zjistit energetickou rozlišovací schopnost scintilátoru, nebo jeho proporcionalitu, tedy závislost světelného výtěžku na energii primárních fotonů nejčastěji normovanou k hodnotě pro ^{137}Cs , výjimečně i některé další charakteristiky.

Kapitola 2

Fotodiody

Scintilační krystal spolu s fotodetektozem tvoří scintilační detekční jednotku. Fotodetektor (nejčastěji fotonásobič nebo fotodiody) má za úkol převést fotony emitované scintilátorem na elektrický signál. Pro delší vlnové délky, kterými se zabývá tato práce, jsou vhodnější variantou fotodiody.

Polovodičové fotodiody využívají vnitřní fotoelektrický jev, kdy při dopadu fotonu na diodu jsou generovány elektron-děrové páry, které zvyšují vlastní vodivost polovodiče. Tím se liší od fotonásobičů, které využívají vnější fotoelektrický jev, kdy jsou elektrony vyráženy z fotokatody ven, odkud se přesouvají k další elektrodě – dynodě.

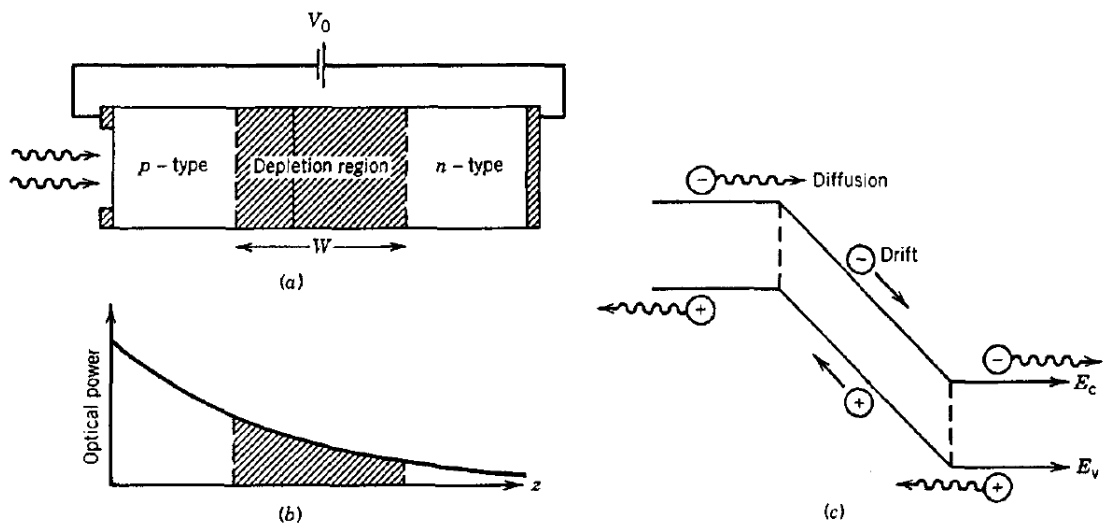
Při detekci fotonů fotodiody musí nejprve dojít k absorpci fotonu a vzniku elektron-děrových párů. Poté nosiče náboje driftují ke sběrným elektrodám, přičemž se tvoří elektrický signál. Aby došlo k tvorbě elektron-děrových párů v polovodiči, musí být energie absorbovaného fotonu větší než šířka zakázaného pásu E_g . Materiály používané k výrobě fotodetektorů mají E_g v rozsahu od desítek meV do jednotek eV [12]. Šířka zakázaného pásu u křemíkových fotodetektorů, které se používají ve scintilační technice, je 1,1 eV [12]. V případě, že e-h páry jsou tvořeny ionizujícím zářením, dosahuje střední energie potřebná ke tvorbě jednoho e-h páru v křemíku asi 3,6 eV [2]. Tato energie závisí na teplotě a druhu i energii částice ionizujícího záření.

Fotodiody mají oproti fotonásobičům následující výhody: vyžadují nižší napájecí napětí, jsou kompaktnější a scintilační detekční jednotky s fotodiody jsou méně náchylné k mechanickému poškození, neovlivňují je magnetická pole a jsou jednodušší na výrobu. S různými polovodiči jsou obecně schopny detekovat fotony s větším rozsahem vlnových

délek (UV až vzdálené infračervené záření [12]).

Fotodiody fungují na principu PN přechodu, jehož schéma je na obr. 2.1(a) [13]. Fotony vstupují do diody skrze vstupní okénko, které je typicky umístěné v anodě, a produkují zde elektron-děrové páry. Tyto nosiče náboje jsou vnějším elektrickým polem přitahovány k elektrodám (elektrony driftnou ke katodě a díry k anodě), kde jsou sbírány.

Nosiče náboje vznikají v celém objemu diody (obr. 2.1 (b) a (c)), ale hlavní příspěvek k výslednému proudu představují páry vzniklé uvnitř vyprázdňené oblasti PN přechodu. Vyprázdňenou oblast se proto snažíme udržovat co největší připojením závěrného napájecího napětí. Nosiče náboje vzniklé ve vyprázdňené oblasti přispívají k tzv. driftovému proudu, jehož trvání je velice krátké (řádu ns). Naopak páry vznikající v místech mimo vyprázdňenou oblast často rekombinují s přítomnými elektrony a dírami a k signálu obecně nepřispívají. Výjimku tvoří páry, které vzniknou v těsné blízkosti okraje vyprázdňené oblasti a mohou pomocí difúze do vyprázdňené oblasti vniknout a přispět k tzv. difúznímu proudu (odezva v řádu ms). Vliv difúzního proudu lze snížit menší tloušťkou p a n vrstev a rozšířením vyprázdňené oblasti – pak většina generovaných nosičů náboje přispěje k driftovému proudu.



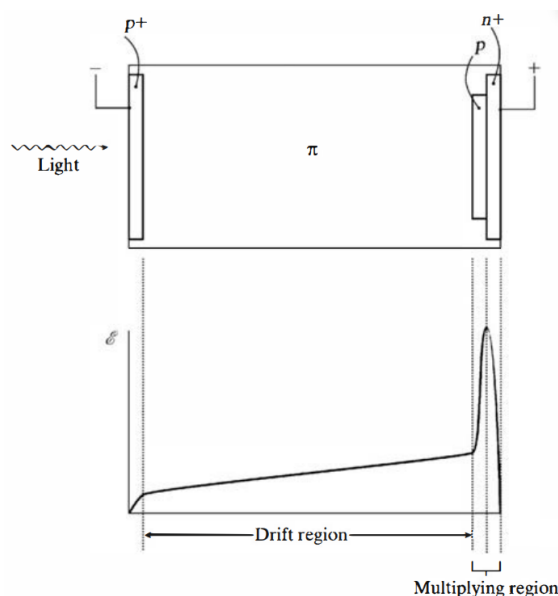
Obr. 2.1: (a) schéma PN fotodiody, (b) vývoj optického výkonu v diodě, (c) mechanismus přesunu nosičů náboje, převzato z [13].

Pokud je mezi p a n vrstvou vložena vrstva nedopovaného polovodiče, můžeme pomocí tloušťky této vrstvy kontrolovat velikost vyprázdňené oblasti nezávisle na napájecím napětí, toho využívají tzv. PIN diody.

Výstupní proud z PN a PIN diod je relativně malý z důvodu absence vnitřního zesílení diody. Vnitřního zesílení dosahuje lavinová fotodioda (APD), jejíž princip bude popsán v následující části.

2.1 Princip lavinových fotodiód

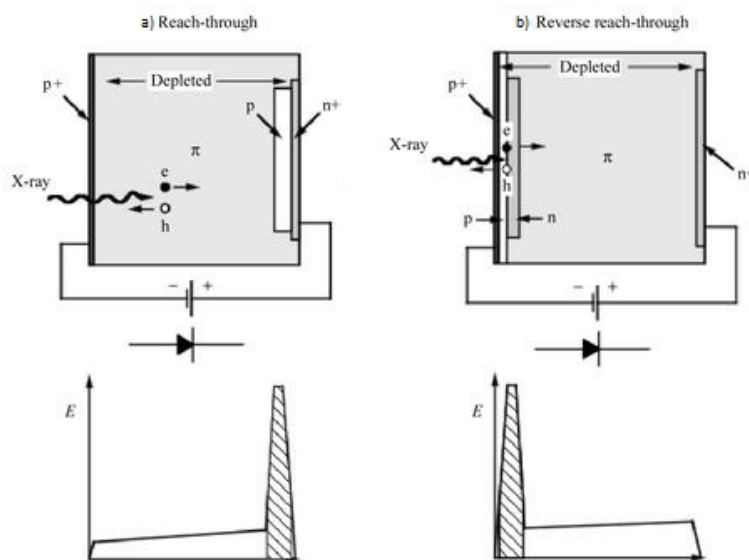
Lavinové fotodiody využívají silného elektrického pole (od $10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ [14]), které urychlováním generovaných elektronů a děr umožňuje tzv. lavinové násobení nosičů náboje. Při dostatečně silném elektrickém poli získají nosiče náboje potřebnou energii k sekundární ionizaci krystalové mřížky polovodiče. Násobící proces v APD lze popsat pomocí ionizačních koeficientů α , β , které odpovídají poměru počtu e-h párů generovaných elektronem, resp. dírou a dráhy, kterou nosič náboje v polovodiči urazil. Jejich převrácená hodnota odpovídá střední volné dráze mezi dvěma po sobě následujícími ionizacemi. Polovodiče se rozlišují podle toho, zda je v nich účinnější ionizace elektronů nebo děr (ionizační poměr α/β). Pro redukci šumu v diodě je výhodné, když jeden druh ionizace dominuje. Polovodiče s dominující elektronovou ionizací jsou např. Si nebo GaAsSb, naopak děrová ionizace dominuje v Ge nebo GaAs [12].



Obr. 2.2: Schéma struktury lavinové fotodiody a intenzita elektrického pole při závěrném napětí, převzato z [2].

V lavinové fotodiodě se nachází dvě oddělené oblasti – v první dochází k absorpci fotonů a driftu generovaných nosičů náboje, v druhé dochází

k lavinovému násobení (viz obr. 2.2 [2]). V driftové oblasti je intenzita elektrického pole slabší a elektrony (nebo díry), které se zde generují, driftují do lavinové oblasti, kde vlivem vysoké intenzity elektrického pole dochází k jejich násobení. Nežádoucí je vznik e-h páru v oblasti násobení, neboť lavina pro tento pár je kratší než pro pár, který vznikl v driftové oblasti. V důsledku toho bude i zesílení nižší. Proto se APD obvykle konstruují tak, aby driftová oblast zabírala podstatnou část objemu diody, jak je vidět na obr. 2.3 [14]. Struktura na obr. 2.3(a) je vhodná pro méně pronikavé záření, které se absorbuje v driftové oblasti a v násobící oblasti dojde k násobení elektronů. Struktura 2.3(b) je vhodnější pro pronikavější záření. Existují i složitější struktury jiných tvarů a kombinací materiálů [12].

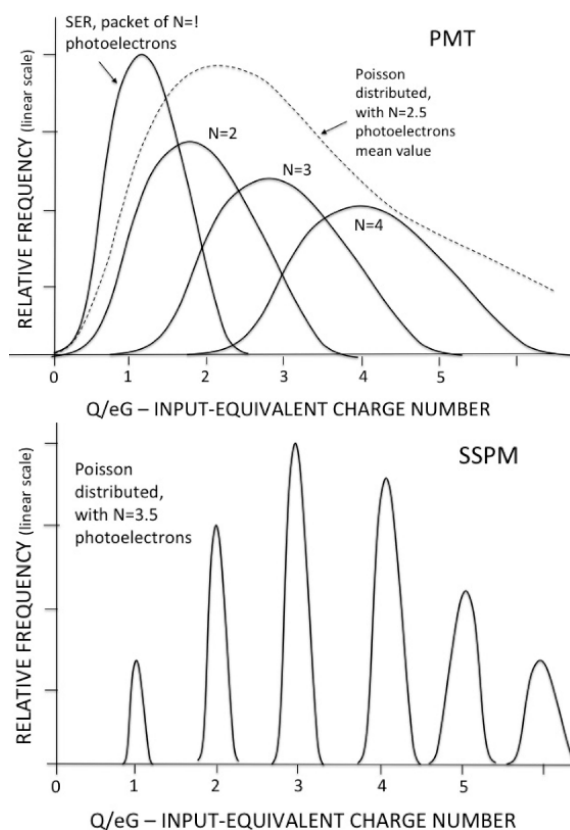


Obr. 2.3: Schéma struktury dvou druhů lavinových fotodiód se znázorněnou intenzitou elektrického pole, vyšrafovaná plocha odpovídá oblasti násobení nosičů náboje, převzato z [14].

Lavinové fotodiody mohou pracovat ve dvou režimech: proporcionálním (lineárním) a Geigerově módu. Při proporcionálním režimu umožňuje napájecí napětí sekundární ionizaci pouze elektronům. Výstupní proud je úměrný absorbované energii a zesílení se pohybuje okolo 10 až 100 [14]. Kvůli vyššímu šumu je ale minimální detekovatelná intenzita světelného záblesku mnohem vyšší než u fotonásobičů [12].

Při zvýšení napětí nad hodnotu průrazného napětí bude APD pracovat v Geigerově módu a i díry budou schopny vytvářet e-h páry. Proud tekoucí diodou musí být omezen připojením sériového odporu, aby nedošlo ke zničení diody. S rostoucím napájecím napětím roste schopnost

násobení elektronů a děr, ale také temný proud tekoucí fotodiodou. Geigerův mód díky velkému zesílení umožňuje detekovat jednotlivé fotony nízkých energií řádu eV. Fotodioda pracující v Geigerově módu se nazývá SPAD (Single Photon Avalanche Diode). Jejími nevýhodami jsou mrtvá doba následující po detekování pulzu, omezení aktivní plochy (temný proud roste s velikostí aktivní plochy fotodiody) a nezávislost amplitudy na počtu dopadajících fotonů [12].



Obr. 2.4: Odezva fotonásobiče (nahore) a SiPM (dole) na slabý zdroj světla, průměrně dopadá 2,5, resp. 3,5 fotonů v záblesku (předpokládá se Poissonovo rozdělení), převzato z [12].

Nevýhody SPAD diod řeší SiPM (Silicon Photomultiplier) – paralelní zapojení řady nezávislých APD pracujících v Geigerově módu. Buňky tvořené APD jsou umístěny na společné křemíkové destičce a každá má svůj vlastní zhášecí odpor. Výstupní signál z jednotlivých buněk se sčítá a amplituda pulzu je tak úměrná počtu zasažených buněk. Při zanedbatelné pravděpodobnosti dopadu dvou a více fotonů na jednu buňku, je odezva úměrná počtu dopadajících fotonů na SiPM. Na rozdíl od běžných fotonásobičů má SiPM lepší rozlišovací schopnost jednotlivých fotonů (viz obr. 2.4 [12]), ale jeho slabinou je vysoká četnost temných impulzů, která je o několik řádů vyšší než u fotonásobičů. Přesná hodnota

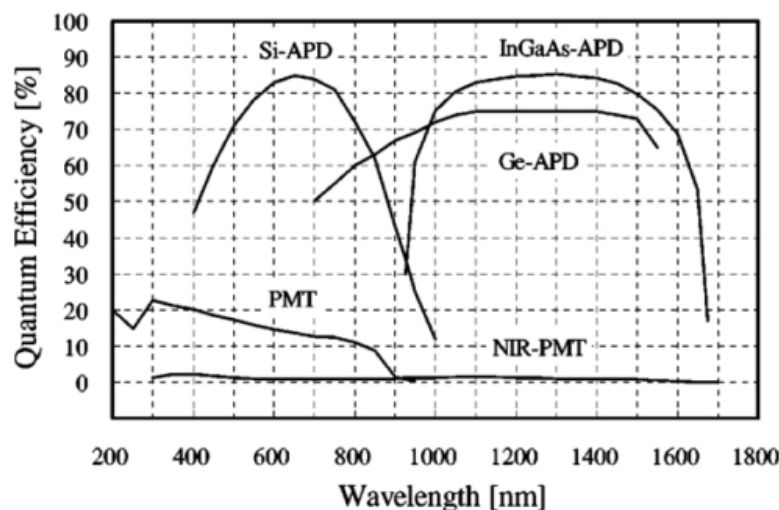
závisí především na ploše a teplotě SiPM, např. SiPM S14160-3015PS s plochou 3×3 mm při teplotě 25 °C vykazuje četnost temných pulzů asi 700 kcps [15].

2.2 Vlastnosti APD

Pro účely práce je nezbytné znát několik základních vlastností APD, mezi které patří kvantová účinnost, spektrální citlivost, napájecí a průrazné napětí, temný proud a zesílení.

2.2.1 Kvantová účinnost, spektrální citlivost

Kvantová účinnost QE udává schopnost fotodetektoru přeměnit dopadající záření na elektrický proud a je definována jako poměr počtu generovaných elektron-děrových párů a počtu dopadajících fotonů. Spektrální citlivost σ je definována jako poměr výstupního proudu fotodetektoru I a optické energie dopadajících fotonů P . Obě veličiny jsou při dané vlnové délce fotonů λ navzájem převoditelné a platí mezi nimi vztah $\sigma = \frac{\lambda}{1,24} QE$. Kvantová účinnost lavinových fotodiod je vyšší než kvantová účinnost fotonásobičů a dosahuje i více než 80 % (viz obr. 2.5 [16]).



Obr. 2.5: Kvantová účinnost APD a fotonásobičů v závislosti na vlnové délce fotonů, převzato z [16].

Aby došlo k absorpci fotonu v diodě, musí jeho energie E (v eV) být větší než je šířka zakázaného pásu polovodiče E_g . Snadným přepočtem

z E_g lze získat prahovou vlnovou délku fotonů λ_s (v μm), které mohou být detekovány: $\lambda_s = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g}$, např. pro křemík $\lambda_s = 1100$ nm [12]. Jak se vlnové délky prodlužují a blíží k λ_s , rychle se zvyšuje transparentnost materiálu a dochází ke ztrátám fotonů, naopak pro mnohem menší vlnové délky než je λ_s se fotony absorbují v těsné blízkosti vstupního okénka fotodiody mimo vyprázdňenou oblast, tj. mimo účinný objem fotodiody. To vede k poklesu QE směrem ke kratším vlnovým délkám.

2.2.2 Napájecí a průrazné napětí

Prahové napětí pro provoz lavinových fotodiód je běžně vyšší než 100–300 V [12]. Důležitým parametrem je průrazné napětí – maximální závěrné napětí, při kterém APD pracuje v lineárním režimu. Při překročení průrazného napětí se zvyšuje zesílení a proud procházející fotodiódou by u běžné fotodiody mohl vést k jejímu zničení. Hodnota průrazného napětí roste s rostoucí teplotou.

2.2.3 Temný proud

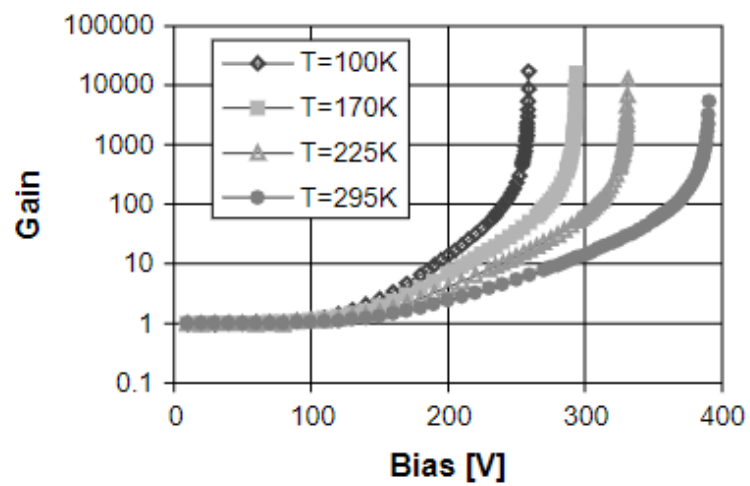
Proud procházející fotodiódou, která není ozařována žádnými fotony, se nazývá temný proud I_d . Tento tepelně generovaný proud je zdrojem šumu a jeho velikost je úměrná velikosti diody. Při teplotě 300 K jsou typické hodnoty 10–50 pA na mm^2 aktivní plochy fotodiody [12]. Temný proud má silnou teplotní závislost, roste s rostoucí teplotou T ($I_d \propto \exp(-E_g/kT)$), k je Boltzmanova konstanta [12].

2.2.4 Zesílení

Vnitřní zesílení lavinových fotodiód M udává celkový počet e-h párů generovaných jedním fotoelektronem. Výstupní proud I lavinové fotodiody je

$$I = M\sigma P,$$

kde σ je spektrální účinnost diody a P je vstupující optický výkon [12]. Zesílení APD roste s rostoucím napájecím napětím a klesá s rostoucí teplotou (viz obr. 2.6 [17]). Z této závislosti vyplývá požadavek velmi stabilního napájecího napětí a teploty k udržení konstantního zesílení.



Obr. 2.6: Závislost zesílení S8148 Hamamatsu APD na napájecím napětí při různých teplotách Si-APD, převzato z [17].

Kapitola 3

Anorganické scintilátory emitující v dlouhovlnné oblasti

Většina současných anorganických scintilátorů emituje fotony v oblasti UV nebo krátkých vlnových délek viditelné oblasti, která se shoduje s maximální spektrální citlivostí běžných fotonásobičů. S postupujícím vývojem polovodičových fotodetektorů se otevřel prostor pro vývoj scintilátorů emitujících fotony z oblasti delších vlnových délek. Pro použití se nabízí především křemíkové fotodiody s citlivostí v oblasti 500–1000 nm [18]. Pro delší vlnové délky lze využít i fotodetektory z InGaAs citlivé až do 1800 nm [12], vyžit byl např. se scintilátorem $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ho}$ [19].

V této práci jsou za scintilátory emitující v dlouhovlnné oblasti považovány scintilátory, jež vykazují maximum v radioluminiscenčním spektru nad 550 nm. Hranice byla do jisté míry zvolena arbitrárně, nicméně asi od 550 nm výše již řada scintilátorů vykazuje lepší energetickou rozlišovací schopnost s použitím APD než s fotonásobiči [20]. Příkladem je scintilátor CsI:Tl (maximum emise na 560 nm [21]), u kterého se energetická rozlišovací schopnost s použitím APD může pohybovat okolo 4,8 % pro 662 keV, kdežto s fotonásobičem okolo 6,5 % [21].

Od scintilátorů obecně požadujeme vysoký světelný výtěžek, dobrou energetickou rozlišovací schopnost a co nejkratší dobu dosvitu. Malá šířka zakázaného pásu E_g umožňující emisi v dlouhovlnné oblasti vede ke vzniku velkého počtu e-h párů (ve scintilátoru) N_{eh} při absorpci energie E :

$$N_{\text{eh}} = \frac{E}{\beta E_g}, \quad (3.1)$$

kde β je parametr popisující energetické ztráty elektronů a děr během fáze termalizace [7]. Vysoký počet párů zvyšuje scintilační účinnost scin-

tilátoru a tím i světelný výtěžek. Spojením s vysoce citlivým fotodetektozem je tak teoreticky možné dosáhnout také výborné rozlišovací schopnosti. Zatím nejlepší rozlišovací schopnost byla naměřena 2,0 % (662 keV) pro $\text{LaBr}_3:\text{Ce},\text{Sr}$ [22]. Není vyloučeno, že scintilátory s vysokým světelným výtěžkem ve spojení s vysoce citlivým fotodetektozem dosáhnou ještě lepšího rozlišení. To by mohlo být splněno u materiálů s malým E_g při použití APD.

Slabinou scintilátorů s dlouhovlnnou emisí může být delší doba do-
svitu τ_{em} , neboť platí: $\tau_{\text{em}} \propto \lambda_{\text{em}}$ [7], kde λ_{em} je vlnová délka maxima
emisního spektra.

Existuje řada potenciálních aplikací dlouhovlnných scintilátorů, obecně
tam, kde se uplatní výhody polovodičových fotodetektozem, za současné
nevýznamnosti jejich nevýhod, např. ve výpočetní tomografii (CT). Exis-
tují aplikace, kde je specificky velmi výhodná sama dlouhovlnná emise.
K nim patří například monitorování polí s vysokým dávkovým příkonem
a gradientem příkonu [23, 24].

Aby se předešlo zničení fotodetektozem silnou radiací, mohou se k pro-
pojení scintilátoru a fotodetektozem jako světlovod využít optická vlákna.
Díky tomu se fotodetektor nachází mimo radiační pole. Poškození optic-
kých vláken ionizujícím zářením způsobuje radiační ztráty fotonů pře-
devším z UV a viditelné oblasti ve vláknech [25], proto je výhodnější
používat scintilátory s emisí v blízké infračervené (NIR) oblasti. Navíc
v optických vláknech (tedy mimo oblast zájmu) může vznikat Čeren-
kovovo záření a nežádoucím způsobem tak zvyšovat odezvu detektoru.
Pokud však scintilační fotony jsou z červené nebo NIR oblasti, lze z cel-
kové odezvy Čerenkovovy fotony z UV/modré oblasti vyloučit vložním
optického filtru mezi světlovod a fotodetektor [24].

Další specifickou aplikací scintilátorů s emisí v červené a NIR oblasti
je monitorování transportu léčiv v organismu nebo dozimetrie během
radioterapie v reálném čase, neboť měkké tkáně jsou pro vlnové délky
650–1200 nm transparentní [26]. Fotony emitované scintilátorem umís-
těným v oblasti tumoru jsou detekovány vnějším detektorem a jejich
intenzita odpovídá intenzitě terapeutického svazku. Nabízí se tak oka-
mžitá kontrola, která může vést ke snížení radiačních nehod v radiotera-
pii. Implantovatelný scintilátor musí emitovat fotony vlnové délky 650–
1200 nm a mít dostatečně velkou brzdnou schopnost, neboť jeho rozměry
musí být malé. Dále by měl být nehygroskopický a netoxický [26].

Emise v dlouhovlnné oblasti lze dosáhnout dopováním krystalů vhodnými ionty, např. ionty vzácných zemin. Luminiscenční centra tvořená ionty vzácných zemin vykazují silnou luminiscenci způsobenou rychlým (doba dosvitu v řádu desítek ns) přechodem 5d-4f nebo pomalejšími přechody 4f-4f (nejkratší doba dosvitu v řádu jednotek μs)[27]. Emitované fotony z 5d-4f přechodů jsou pro většinu vzácných zemin z UV nebo blízké UV oblasti, ale např. ionty Sm^{2+} vykazují maximum emise přechodu 5d-4f okolo 700 nm [28].

Emise v dlouhovlnné oblasti lze dosáhnout i pomocí přechodů 4f-4f iontů vzácných zemin, které jsou zodpovědné za emisi fotonů z viditelné až NIR oblasti. Scintilátory s dobou dosvitu delší než jednotky μs už nejsou použitelné pro spektrometrické účely, ale mohou být využívány v aplikacích, kde se výstupní proud z fotodetektoru integruje po dobu několika milisekund a delší doba dosvitu scintilátoru tak není problém. Takovou aplikací mohou být různé zobrazovací aplikace využívající záření X (např. výpočetní tomografie – CT) [27] nebo monitorování radiačních polí s vysokým dávkovým příkonem [23]. Ionty s využitelnými 4f-4f přechody jsou například Pr^{3+} , Nd^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} nebo Eu^{2+} [27]. Konkrétní vlnová délka emitovaných fotonů při 4f-4f přechodech příliš nezávisí na krystalové struktuře dopovaného scintilátoru.

Využití posunovače spektra – kodopantu, který zajistí posun vlnové délky emitovaných fotonů do oblasti delších vlnových délek, může vést k účinnějšímu přenosu energie do luminiscenčních center [22]. Odpadá však výhoda teoreticky vyššího světelného výtěžku, neboť E_g je u těchto materiálu relativně vysoké. K detekci fotonů s delší vlnovou délkou lze ale využít polovodičové fotodetektory s vyšší účinností než mají fotonásobiče.

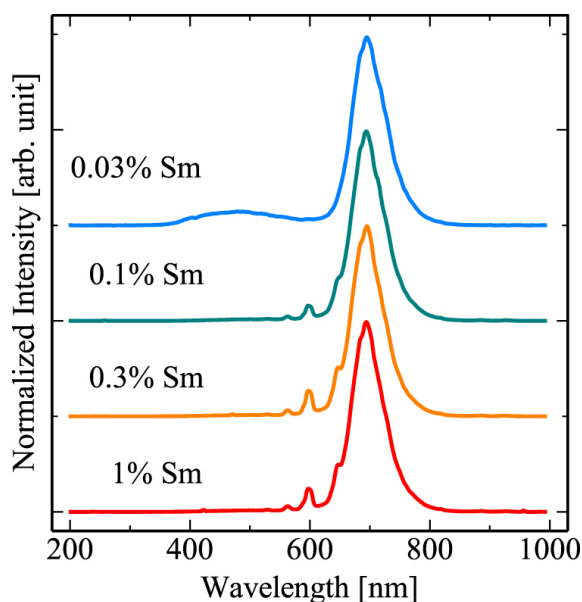
Kromě dopování ionty vzácných zemin lze dosáhnout emise v dlouhovlnné oblasti i jinými způsoby. Možností je dopování scintilátorů ionty kovů, např. In^+ [29]. Jako aktivátory lze využít i ionty přechodných kovů Mn^{4+} nebo Cr^{3+} [30]. Dlouhovlnnou emisi vykazují i některé nedopované scintilátory, např. Cs_2HfI_6 [30].

V následujících odstavcích budou popsány vlastnosti některých vybraných scintilátorů s emisí v dlouhovlnné oblasti. V práci záměrně nejsou uvedeny scintilátory CsI:Tl a cerem dopované granátové scintilátory, jejichž maximum emise se pohybuje v blízkosti zvolené hranice 550 nm. Jedná se o komerčně zavedené scintilátory, jejichž výhody při spojení

s APD jsou již obecně známy, viz např. [31, 32, 33].

3.1 Scintilátory dopované Sm^{2+}

Emisní maxima scintilátorů s luminiscenčními centry tvořenými ionty Sm^{2+} leží v červené až blízké infračervené oblasti. Ionty Sm^{2+} umožňují emisi skrze přechod 5d-4f i přechody 4f-4f. Uplatnění jednotlivých přechodů závisí na matici, koncentraci aktivátoru a teplotě scintilátoru [34]. V emisním spektru $\text{SrBr}_2:\text{Sm}$ (viz obr. 3.1 [28]) je patrný široký pík o vlnové délce maxima 690 nm odpovídající přechodu 5d-4f. U vyšších koncentrací jsou vidět píky (560, 595 a 650 nm) odpovídající 4f-4f přechodům iontů Sm^{3+} [28]. Podobná spektra mají i scintilátory s jinou maticí, například $\text{CaF}_2:\text{Sm}$ (725 nm pro 5d-4f přechod) [34], $\text{SrCl}_2:\text{Sm}$ (680 nm) [35] nebo $\text{SrI}_2:\text{Sm}$ (750 nm) [36].

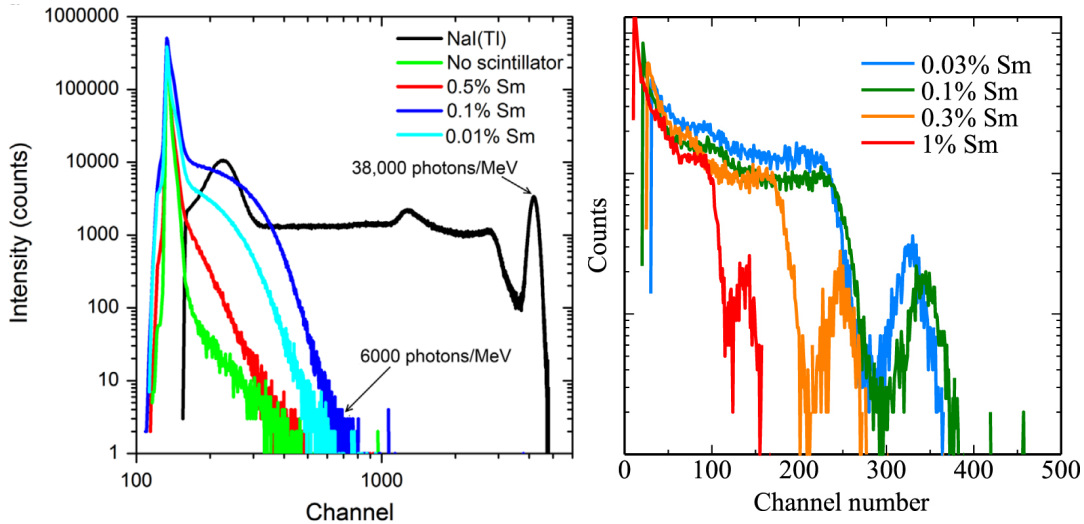


Obr. 3.1: Radioluminiscenční spektra $\text{SrBr}_2:\text{Sm}$, převzato z [28].

Doby dosvitu se u přechodů 5d-4f pohybují od 400 ns do 3 μs [36], u 4f-4f přechodů se pohybují v řádu ms.

Světelný výtěžek některých Sm-dopovaných scintilátorů je srovnatelný s komerčně dostupnými scintilátory. Například $\text{SrBr}_2:\text{Sm}$ dosahuje 32 000 fotonů/MeV [28], což je srovnatelné s $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ nebo $\text{Lu}_2\text{Si}_2\text{O}_7:\text{Ce}$ [28]. Podobného světelného výtěžku dosahuje i $\text{SrCl}_2:\text{Sm}$ [35].

V amplitudovém spektru $\text{CaF}_2:\text{Sm}$ nerozeznáme pík totální absorpce



Obr. 3.2: Vlevo: Amplitudová spektra CaF₂:Sm s různými koncentracemi Sm, referenční spektrum NaI:Tl [34], vpravo: amplitudová spektra SrBr₂:Sm s různými koncentracemi Sm [28].

¹³⁷Cs (viz obr. 3.2 [34]), což je způsobeno i malým Z vápníku a fluoru [34], kvůli kterému je dominující interakcí ve scintilátoru Comptonův rozptyl. Pík totální absorpce je naopak rozlišitelný u SrCl₂:Sm [35] nebo SrBr₂:Sm (na obr. 3.2 [28]).

3.2 Scintilátory dopované Eu²⁺, kodopované Sm²⁺

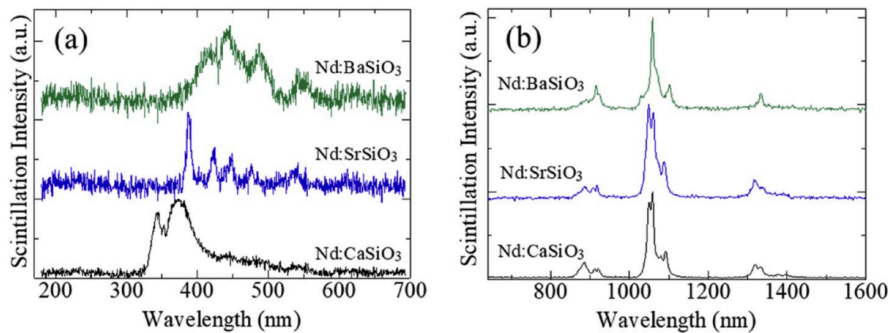
Mezi scintilátory, které dosahují nejvyšších světelných výtěžků a nejlepší rozlišovací schopnosti, patří scintilátory dopované ionty Eu²⁺. Takovými materiály jsou například BaBrI₂:Eu, SrI₂:Eu, KBa₂I₅:Eu nebo CsBa₂I₅:Eu [37]. Europiem dopované scintilátory emitují fotony z modré oblasti spektra, proto se k jejich detekci používají fotonásobiče. Další omezení představuje samoabsorpce ve větších krystalech způsobená vyšší koncentrací iontů Eu²⁺ [22].

Oba tyto problémy by mohlo vyřešit kodopování scintilátorů ionty Sm²⁺, jejichž absorpční spektrum do značné míry odpovídá emisnímu spektru Eu²⁺. Dříve testovaným materiálem byl SrI₂:Eu,Sm, který ale očekávaných výsledků nedosáhl a při vyšší koncentraci iontů Sm²⁺ u něj docházelo ke zhášení luminiscence [22]. Daleko úspěšnější je CsBa₂I₅:Eu,Sm, který ve spojení s APD dosahuje $FWHM$ 3,2 % (662 keV) a světelného výtěžku 45 000 fotonů/MeV [22].

3.3 Scintilátory dopované Nd^{3+}

Dopování ionty Nd^{3+} je dobře známo z laserové techniky, kde se používají např. materiály $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}$ (YAG:Nd) nebo $\text{YAlO}_3:\text{Nd}$ (YAP:Nd)[38].

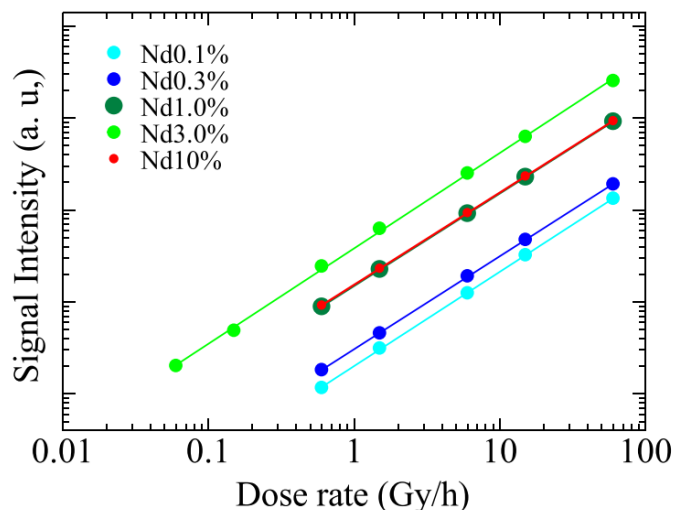
Scintilátory dopované ionty Nd^{3+} vykazují emisi v UV-viditelné oblasti (závisí na matrici i dopantu) a NIR oblasti (přechody 4f-4f Nd^{3+}). Příklad radioluminiscenčních spekter je na obr. 3.3 [39]. Emisní maxima v NIR oblasti se u Nd^{3+} pohybují okolo 900, 1060 a 1340 nm [24, 40, 41].



Obr. 3.3: Radioluminiscenční spektrum tří 1% Nd dopovaných scintilátorů v (a) UV-viditelné a (b) NIR oblasti, převzato z [39].

Vlastnosti scintilátoru závisí mimo jiné i na koncentraci aktivátoru. Při vysokých koncentracích iontů Nd^{3+} dochází ke koncentračnímu zhasnutí luminiscence, na druhou stranu se snižuje doba dosvitu. Například $\text{LaVO}_4:\text{Nd}$ má dobu scintilačního dosvitu 25–145 μs v závislosti na koncentraci iontů Nd od 0,1 do 10 % [41]. Doba dosvitu může být ale i delší, např. u $\text{CaSiO}_3:\text{Nd}$ byl scintilační dosvit 611 μs při koncentraci dopantu 1 % [39]. Tento scintilátor má navíc relativně vysoké afterglow: 0,57 % po 20 ms. Ještě vyšší afterglow má např. scintilátor $\text{SrSiO}_3:\text{Nd}$: 1,35 %. Naopak relativně nízké afterglow řádu stovek ppm vykazuje $\text{Lu}_2\text{Si}_2\text{O}_7:\text{Nd}$ [40].

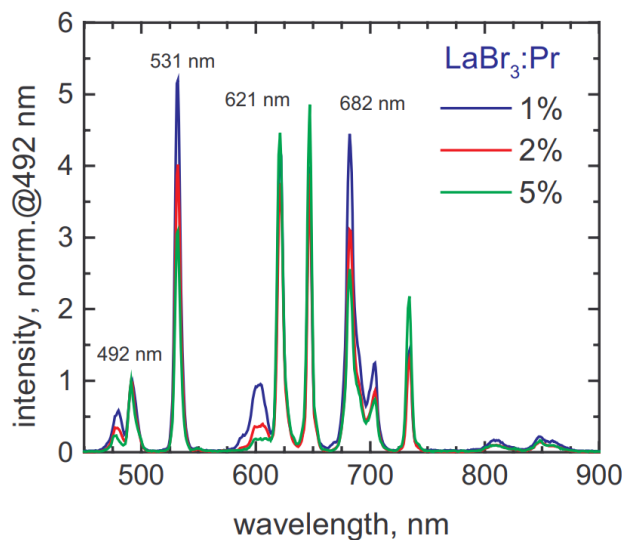
S využitím scintilátorů dopovaných Nd se počítá v monitorování polí s vysokým dávkovým příkonem, proto se sleduje jejich odezva na absorbovanou dávku. Odezva je ovlivněna koncentrací aktivátoru, např. u $\text{LaVO}_4:\text{Nd}$ roste s rostoucí koncentrací iontů Nd, ale pro koncentraci 10 % zase klesne (viz obr. 3.4 [41]). V této aplikaci, na rozdíl od řady jiných, nepředstavuje doba dosvitu v řádu stovek μs až jednotek ms problém.



Obr. 3.4: Závislost intenzity scintilace $\text{LaVO}_4:\text{Nd}$ na dávkovém příkonu, převzato z [41].

3.4 Scintilátory dopované Pr^{3+}

Ionty Pr^{3+} vykazují dva typy emise: pomalými přechody 4f-4f v červené oblasti a rychlým přechodem 5d-4f v UV oblasti. Rychlý přechod 5d-4f se objevuje pouze v některých maticích, například v LaBr_3 nebo BGO dopovaných Pr^{3+} se emise způsobená přechodem 5d-4f vůbec nevyskytuje [42, 43]. Přechody 4f-4f tvoří v emisním spektru ostré píky s vlnovou délkou od 450 nm do delších vlnových délek. Radioluminiscenční spektrum $\text{LaBr}_3:\text{Pr}$ je na obr. 3.5 [43].



Obr. 3.5: Radioluminiscenční spektra $\text{LaBr}_3:\text{Pr}$ s různými koncentracemi Pr, převzato z [43].

Radioluminiscenční dosvit přechodů 4f-4f iontů Pr^{3+} je obecně delší než 100 μs [44], ale například $\text{LaBr}_3:\text{Pr}$ má dosvit 11 μs a $\text{BGO}:\text{Pr}$ 40–90 μs [42, 43]. Přítomnost iontů Pr^{3+} v krystalu může zvyšovat počet mělkých pastí a zvyšovat tak afterglow oproti nedopovaným scintilátorům [42].

3.5 Scintilátory dopované In^+

Scintilátory na bázi LiCaAlF_6 (LiCAF) jsou obecně vhodné k detekci neutronů díky obohacení ^6Li [29]. Jsou vyvíjeny jako alternativa k proporcionálním detektorům s ^3He , kterého by v budoucnosti mohl být nedostatek. Díky relativně malému efektivnímu protonovému číslu a malé hustotě je citlivost LiCAF na fotonové záření omezená. Jsou známy především varianty dopované Eu^{2+} (maximum emise 369 nm) a Ce^{3+} (296 nm). Z hlediska zaměření této práce je zajímavější alternativní dopace ionty In^+ [45]. Emisní spektrum $\text{LiCAF}:\text{In}$ vykazuje široký pík s vlnovou délkou 650–900 nm [29].

Ionty In^+ by také mohly sloužit jako náhrada jedovatých iontů Tl^+ , které se používají v halogenidech. Například $\text{CsI}:\text{In}$ (545 nm) dosahuje světelného výtěžku 34 700 fotonů/MeV s rozlišovací schopností 9,1 %. Rozlišovací schopnost, afterglow i neproporcionalita $\text{CsI}:\text{Tl}$ (550 nm) jsou ale stále lepší než u $\text{CsI}:\text{In}$ [46, 47].

Dalším scintilátorem, kde by In^+ ionty mohly nahradit Tl^+ je $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5$, který dopovaný Tl^+ (510 nm) dosahuje světelného výtěžku 87 000 fotonů/MeV (^{137}Cs) [48]. Světelný výtěžek $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ (620 nm) je až 44 000 fotonů/MeV, což je zlepšení oproti nedopovanému scintilátoru, který má LY okolo 30 000 fotonů/MeV [49].

3.6 Scintilátory dopované Cr^{3+}

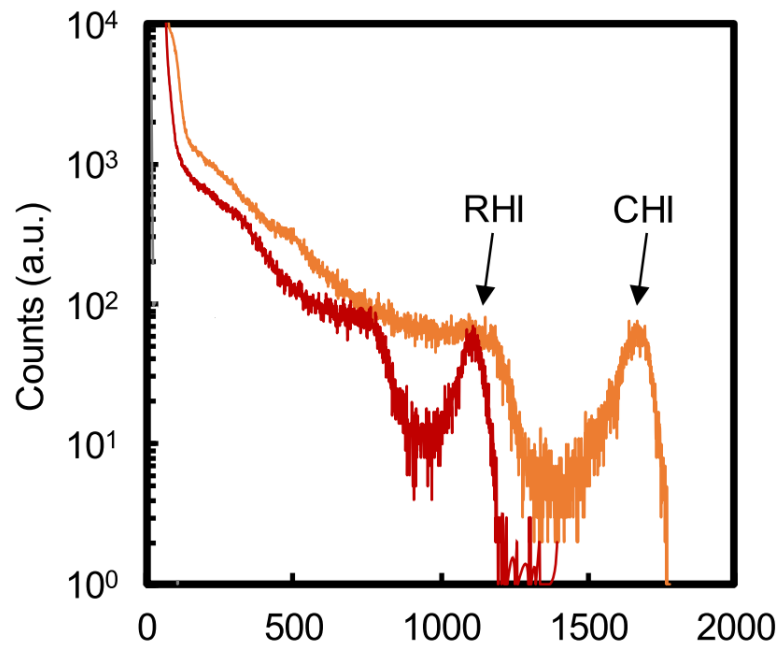
Pro ionty Cr^{3+} je typický široký emisní pás s několika ostrými píky okolo 700 nm způsobený přechodem d-d iontů Cr^{3+} [50]. Vlnová délka 700 nm je z rozsahu optického okna lidského těla, proto se nabízí využití chromem dopovaných scintilátorů v medicíně. Známým scintilátorem je $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ s vlnovou délkou maxima emise 694 nm [26]. Jeho relativně nízké efektivní protonové číslo 11,28 ale neumožňuje vyso-

kou detekční účinnost. Větší Z_{eff} a vhodnou vlnovou délku emitovaných fotonů mají například scintilátory $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Cr}$ (700 nm) [50], $(\text{Gd}_{0,25},\text{Y}_{0,75})_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Cr}$ (700 nm) [26] nebo $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Cr}$ (730 nm) [30, 51]. Tyto materiály jsou navíc netoxické a nehygroskopické.

3.7 Cs_2HfI_6 , Rb_2HfI_6

Nedopovaný scintilátor Cs_2HfI_6 (CHI) má vysoký světelný výtěžek až 70 000 fotonů/MeV, scintilační dosvit méně než 1,9 μs a vlnovou délku maxima emise 650–700 nm. Energetická rozlišovací schopnost CHI pro 662 keV činí 4,2 % [30]. Teoretické hodnoty pro ideálně vyrobený krystal přitom slibují světelný výtěžek okolo 100 000 fotonů/MeV a energetickou rozlišovací schopnost pod 4 % [30]. Z hlediska této práce má CHI jedny z těch nejzajímavějších vlastností.

Scintilátor Rb_2HfI_6 (RHI) má světelný výtěžek 40 000 fotonů/MeV, $\lambda_{\text{em}} = 725$ nm a $FWHM = 7,4$ % pro 662 keV [52]. Amplitudové spektrum ^{137}Cs je na obr. 3.6 [52].



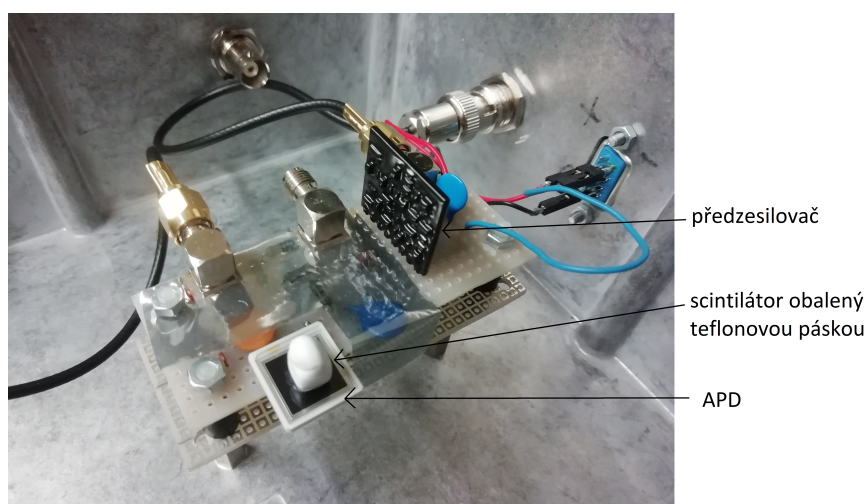
Obr. 3.6: Amplitudové spektrum RHI a CHI (^{137}Cs), převzato z [52].

Kapitola 4

Přístrojové vybavení a metody

4.1 Aparatura amplitudové spektrometrie s APD

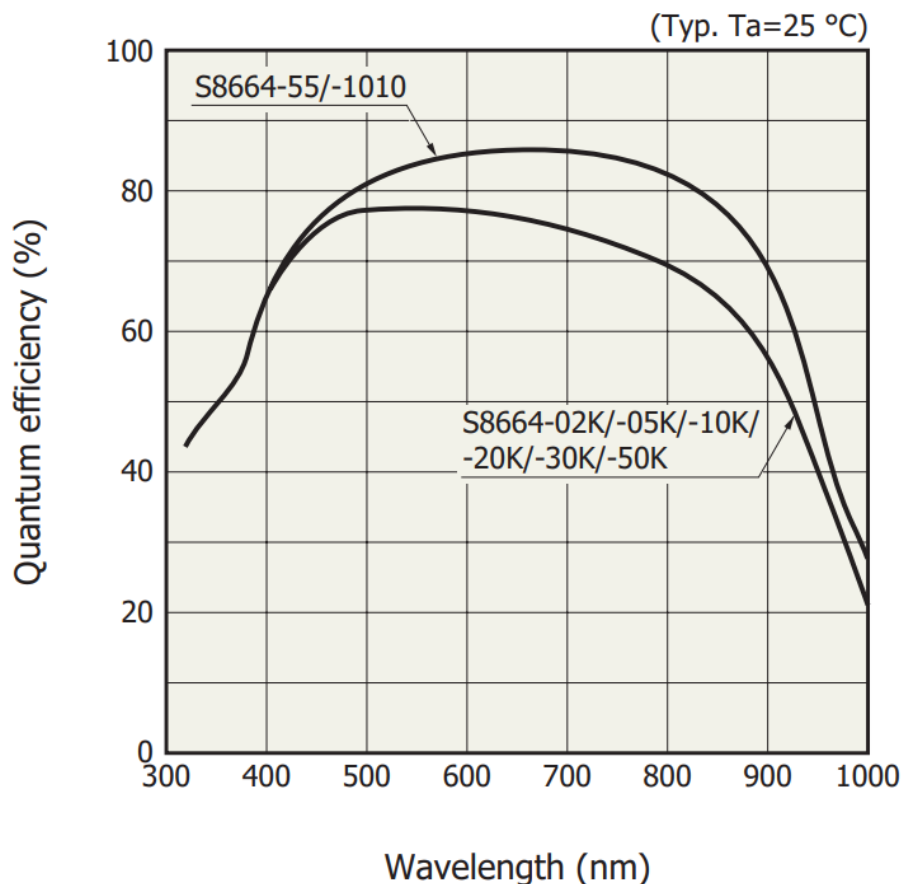
Aparatura použitá pro všechna měření v rámci této práce slouží k měření energetické rozlišovací schopnosti, linearity scintilační odezvy, světelného výtěžku a některých dalších scintilačních charakteristik. Aparatura se skládá z APD Hamamatsu S8664-1010, předzesilovače Cremat CR-110-R2, zesilovače Ortec 572A, mnohokanálového analyzátoru Ortec ASPEC a PC s programem Maestro. Experimentální měření pak doplňuje měřený vzorek, zdroj ionizujícího záření a silikonový gel DOW-SIL Q2-3067 Optical Couplant pro zajištění dobrého optického kontaktu mezi scintilátorem a APD. Měřený vzorek je přitom kromě jedné stěny obalen několika vrstvami teflonové pásky, která slouží jako reflektor. Umístění vzorku s použitím silikonového oleje je na obr. 4.1.



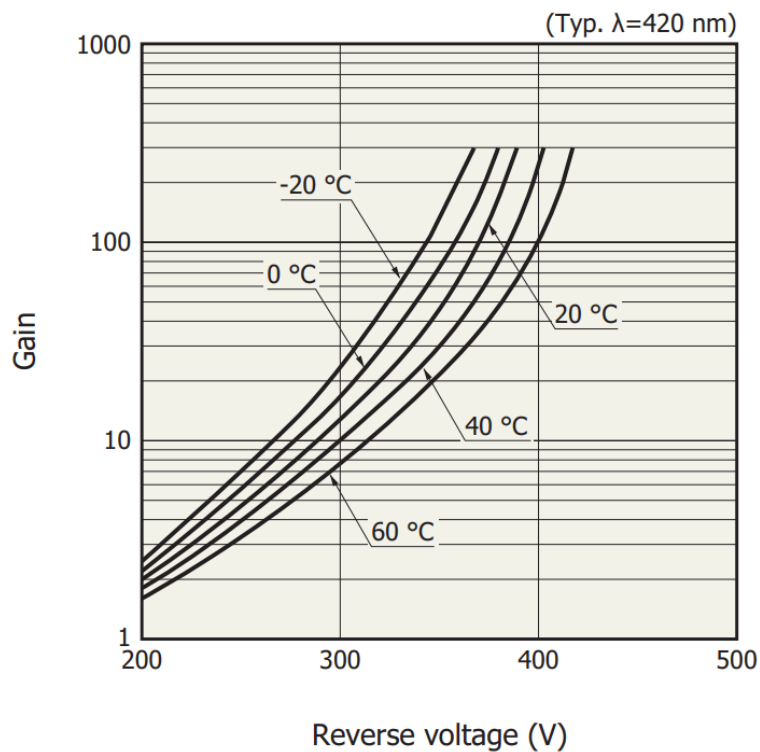
Obr. 4.1: Aparatura obsahující APD s umístěným vzorkem GGAG:Ce obaleným teflonovou páskou.

4.1.1 APD

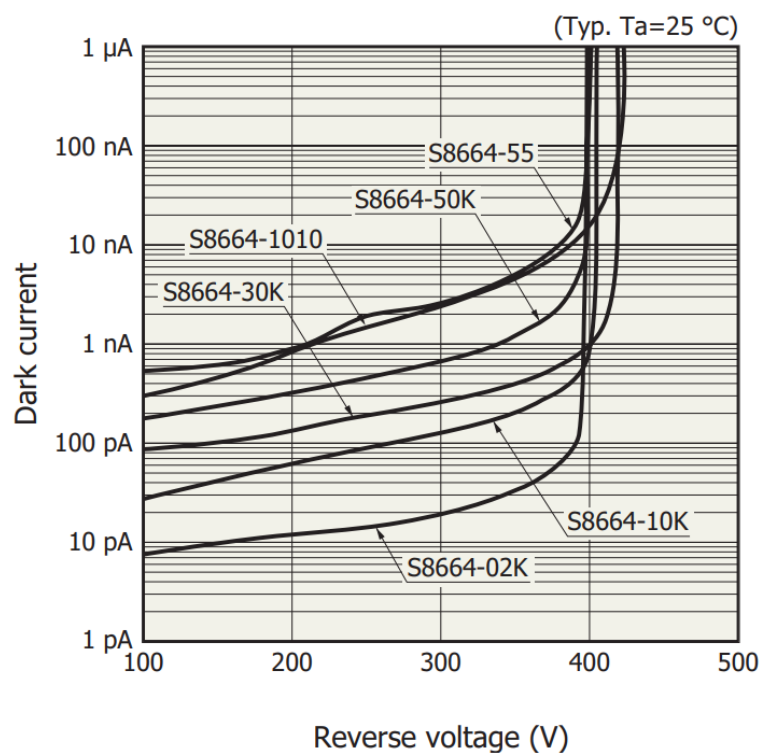
Použitá lavinová fotodioda reverzního typu je Si-APD S8664-1010 od firmy Hamamatsu [53], čtvercové vstupní okénko tvoří epoxidová pryskyřice, světlocitlivá plocha má rozměry 10×10 mm. Podle informací výrobce pracuje APD při teplotách od -20 °C do 60 °C. APD účinně detekuje fotony z rozsahu 320 – 1000 nm, obr. 4.2 [53] znázorňuje průběh kvantové účinnosti, pro fotony vlnové délky 420 nm dosahuje kvantová účinnost 70 %. Průrazné napětí při pokojové teplotě (25 °C) činí 431 V, vnitřní zesílení při pokojové teplotě a napětí $383,1$ V se rovná 50 . Závislost zesílení na velikosti závěrného napájecího napětí a teplotě lze vidět na obr. 4.3 [53]. Temný proud tekoucí APD při zesílení 50 je $7,95$ nA, obr. 4.4 [53] ukazuje závislost temného proudu na závěrném napájecím napětí.



Obr. 4.2: Závislost kvantové účinnosti APD na vlnové délce dopadajících fotonů, převzato z [53].



Obr. 4.3: Závislost zesílení APD S8664-1010 na velikosti napájecího závěrného napětí, převzato z [53].



Obr. 4.4: Závislost temného proudu APD na velikosti napájecího závěrného napětí, převzato z [53].

4.1.2 Předzesilovač

Nábojově citlivý předzesilovač Cremat CR-110-R2 [54] integruje a zesiluje signál z APD. Jeho výstupní napěťový impulz má amplitudu 62 mV na 1 MeV absorbovaný v Si. Časová konstanta předzesilovače je 140 μs a výstupní impedance je 50 Ω .

4.1.3 Zesilovač

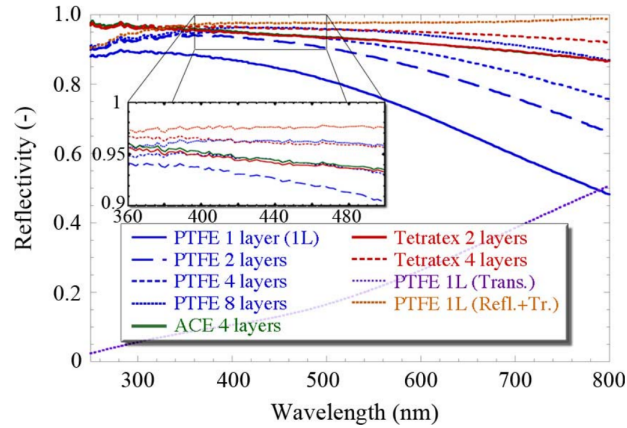
Signál z předzesilovače vstupuje do zesilovače standardu NIM model 572A od firmy ORTEC [55]. Zesilovač umožňuje plynulé zesílení v rozsahu od 1 do 1500, které se volí s ohledem na co nejúčinnější využití rozsahu aparatury. Časovou konstantu zesilovače („shaping time“) lze nastavit na hodnoty 0,5; 1; 2; 3; 6 nebo 10 μs . Pokud není měřena závislost světelného výtěžku na časové konstantě, volíme ji typicky tak, aby došlo k úplné integraci signálu vytvořeného světelným zábleskem. Měření závislosti světelného výtěžku na časové konstantě zesilovače lze využít k určení přítomnosti pomalých složek scintilační odezvy měřeného vzorku. Při měření se využívá semi-gaussovské tvarování impulzu.

4.1.4 Mnohokanálový analyzátor + PC

Signál ze zesilovače vstupuje do mnohokanálového analyzátoru Ortec ASPEC 927 se dvěma ADC převodníky, který je pomocí USB spojen s počítačem s programem Maestro. Počet kanálů při měření se scintilátory typicky volíme 512, 1024 nebo 2048.

4.1.5 Reflektor

Zvolený reflektor musí účinně odrážet fotony emitovaných vlnových délek, což pro tuto práci znamená velmi přibližně od 500 nm. Z obr. 4.5 z publikace [56] vidíme, že tato podmínka je s teflonovou páskou ve více vrstvách splněna v případě geometrií, u nichž ke sběru fotonů postačí jen nízký počet odrazů. To je u vzorků malých tloušťek, které se v práci vyskytují, zajištěno. Pro větší rozměry vzorků bude v budoucnu nezbytné nalézt lepší řešení.



Obr. 4.5: Koeficient odrazu teflonové pásky jako funkce vlnové délky odražených fotonů, převzato z [56].

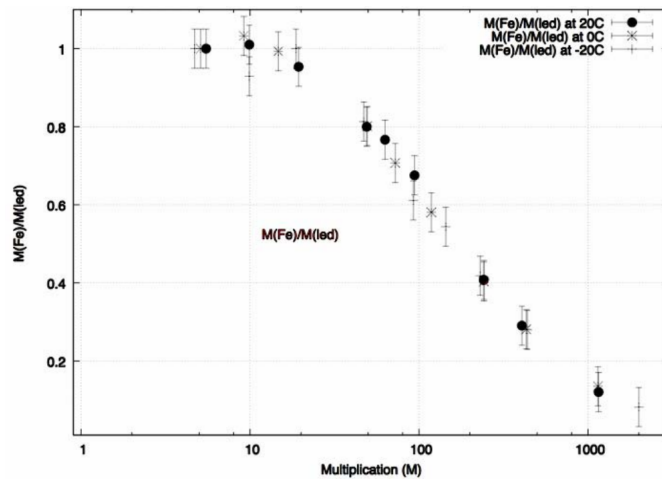
4.2 Optimální napětí na APD

Světelný výtěžek scintilátoru se stanovuje podle vzorce (1.3). Ke stanovení N_{eh} se využívá kalibrace pomocí zdrojů se známým počtem e-h párů produkovaných v APD, např. světelné pulzy nebo zdroje záření X. Počet e-h párů vytvořených v křemíku při ozařování zářením X lze vyjádřit jako $N_{eh} = \frac{E}{W_{eh}}$, kde E je energie fotonů dopadajících na APD a W_{eh} je střední energie potřebná k vytvoření jednoho e-h páru v Si. W_{eh} závisí na teplotě a energii dopadajících fotonů, proto se v různých publikacích její hodnota může mírně lišit. V křemíku se hodnota W_{eh} pohybuje okolo 3,6 eV.

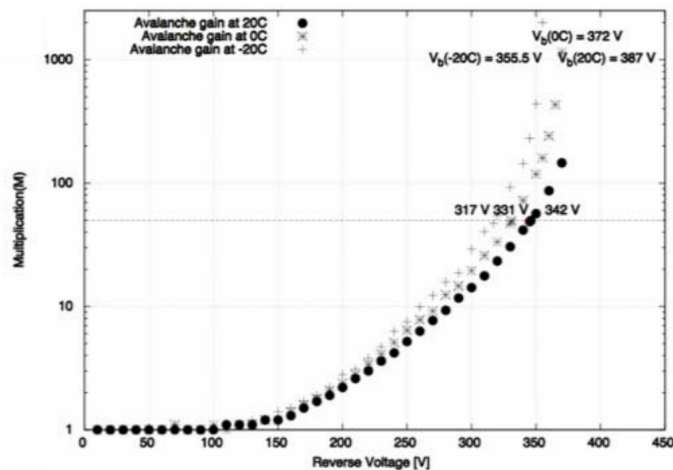
Amplituda impulsu je úměrná $M(X) \cdot N_{eh}$ při buzení odezvy zářením X přímo v APD, M značí zesílení APD. Při buzení odezvy ve scintilátoru je amplituda úměrná $M(VIS) \cdot N_{eh}$. Pokud $M(X) = M(VIS)$, můžeme přiřadit amplitudě pulzu vzniklého při buzení odezvy ve scintilátoru N_{eh} , tj. počet e-h párů vzniklých v APD při scintilačním záblesku.

Bohužel, poměr $\frac{M(X)}{M(VIS)} \leq 1$. V práci [57] byl měřen poměr $\frac{M(Fe)}{M(led)}$, kde $M(Fe)$ je zesílení APD při buzení odezvy pomocí záření X ^{55}Fe přímo v APD a $M(led)$ je zesílení APD při buzení odezvy zábleskovou diodou LED. $M(Fe)$ je specifickým případem $M(X)$ a $M(led)$ je specifickým případem $M(VIS)$.

Poměr $M(led)$ a $M(Fe)$ v závislosti na velikosti zesílení v konkrétní Si-APD je znázorněn na obr. 4.6 [57]. Jedná se o Si-APD S8664-55, tedy o stejný typ, jaký byl použit v praktické části této práce, pouze s menší účinnou plochou 5×5 mm.



Obr. 4.6: Závislost poměru zesílení pro světelný zdroj a zdroj charakteristického záření na zesílení na Si-APD S8664-55, převzato z [57].



Obr. 4.7: Závislost zesílení pro světelný zdroj na napětí na Si-APD S8664-55, převzato z [57].

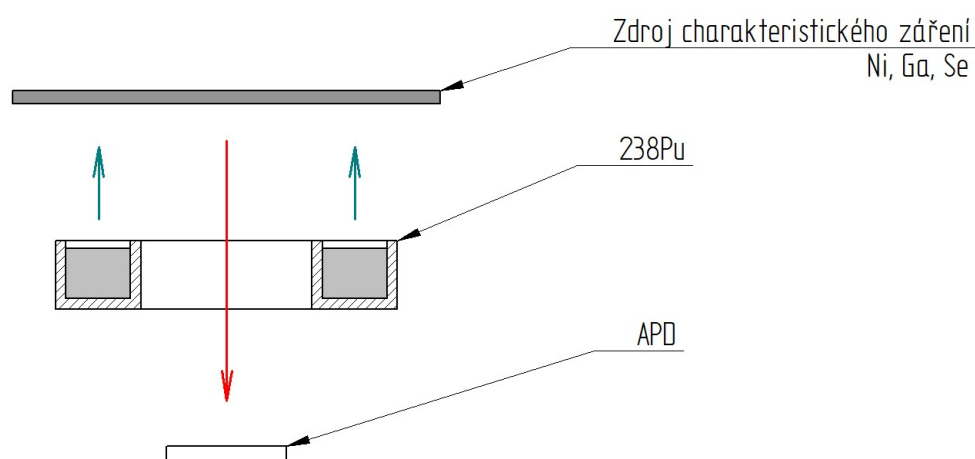
Pro správné stanovení světelného výtěžku scintilátoru se musí kalibrace poměrem zesílení pro kalibrační a scintilační zdroj vynásobit. Pokud tento poměr není známý, musíme se omezit na měření pouze při napětích, pro která se zesílení pro kalibrační a scintilační fotony ještě neliší. Takové napětí bude pro konkrétní APD určeno v následující části práce. Protože bylo zesílení zkoumáno v závislosti na napětí, je na obr. 4.7 [57] znázorněno zesílení v závislosti na napětí. Z obr. 4.6 a 4.7 [57] lze vyčíst, že zesílení pro světelný a rentgenový zdroj při teplotě 20 °C se liší asi od napětí 320 V: na obr. 4.6 se změna projeví při zesílení 25, které z obr. 4.7 odpovídá napětí asi 320 V.

Kapitola 5

Stanovení optimálního napětí pro určení světelného výtěžku

5.1 Postup měření

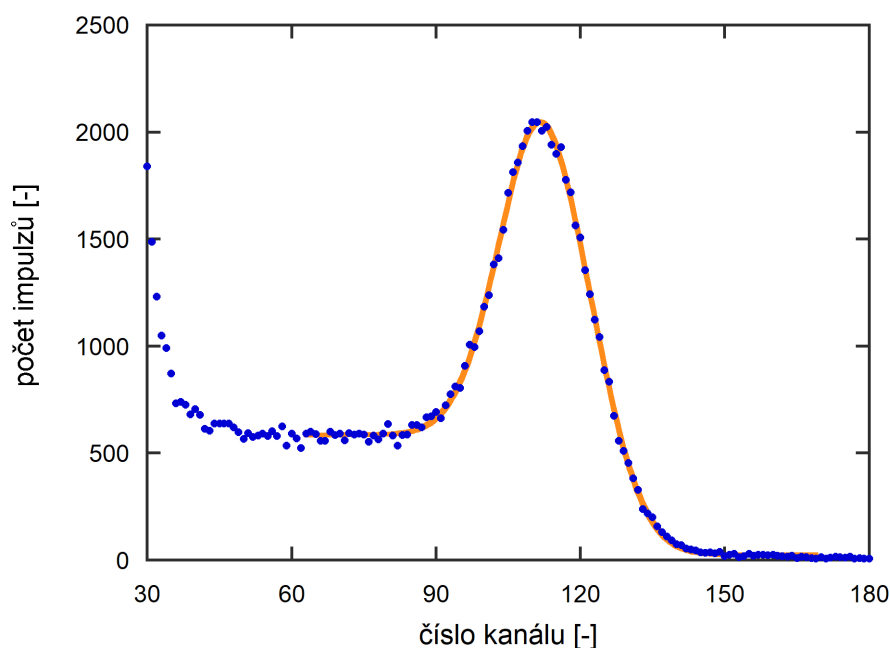
Pro zjištění závislosti světelného výtěžku na napětí bylo potřeba provést kalibraci amplitudového spektra v počtu e-h párů. Pro získání píků se známým počtem e-h párů bylo použito charakteristické záření dopadající přímo na APD s energiemi $E = 5,899$ keV (^{55}Fe), 7,477 keV (Ni), 9,251 keV (Ga), 11,221 keV (Se), 13,618 keV a 17,222 keV (^{238}Pu), přičemž záření Ni, Ga a Se bylo buzeno ^{238}Pu s aktivitou 370 MBq. Prstencový zdroj ^{238}Pu byl umístěn mezi APD a zdrojem charakteristického záření tak, aby na APD dopadalo hlavně charakteristické záření, schéma na obr. 5.1.



Obr. 5.1: Schéma buzení charakteristického záření Ni, Ga a Se pomocí ^{238}Pu pro účely kalibrace amplitudového spektra v počtu e-h párů.

V použité aparatuře není možnost kontrolovat teplotu, proto byla uvažována pokojová teplota (25 °C). Dále se předpokládalo, že teplota se v průběhu jednoho dne, kdy probíhalo měření, nemění. Z prací [58, 59, 60] byla na základě použité energie záření a teploty zvolena hodnota střední energie potřebné k vytvoření jednoho e-h páru 3,65 eV, fotony charakteristického záření potom v APD produkují $N_{eh} = \frac{E(\text{eV})}{3,65}$ párů.

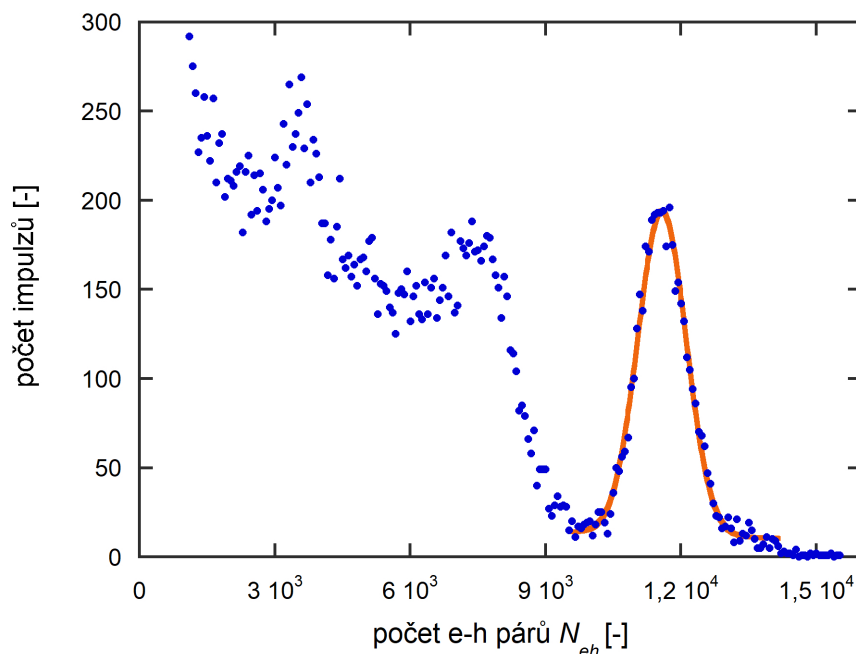
Získané kalibrační body byly proloženy přímkou $N_{eh} = aH + b$, kde a a b jsou parametry prokladu a H je číslo kanálu píku totální absorpce, získané z prokladu píků Gaussovou funkcí $N = A e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$, kde A , μ a σ jsou parametry prokladu (A odpovídá výšce píku, σ odpovídá rozptylu a μ je střední hodnota, která odpovídá poloze píku H). V některých případech bylo potřeba odečíst pozadí například pomocí prokladu Gaussovou funkcí spolu s polynomem prvního nebo druhého stupně nebo chybovou funkcí, jako je na obr. 5.2. Celý postup byl proveden pro napětí od 280 V do 370 V s krokem 10 V a pro tři různá nastavení časové konstanty zesilovače: 0,5; 2 a 10 μs .



Obr. 5.2: Kalibrační spektrum charakteristického záření Se buzeného ^{238}Pu měřené při 370 V a časové konstantě zesilovače 10 μs , proklad píku Gaussovou + chybovou funkcí.

Jako zdroj scintilačních fotonů byl použit scintilátor GAGG:Ce Kamada ozařovaný fotony ^{137}Cs . Protože nelze vyloučit rozdílné zesílení APD i při různých energiích fotonů X, byla kalibrace provedena pro různé

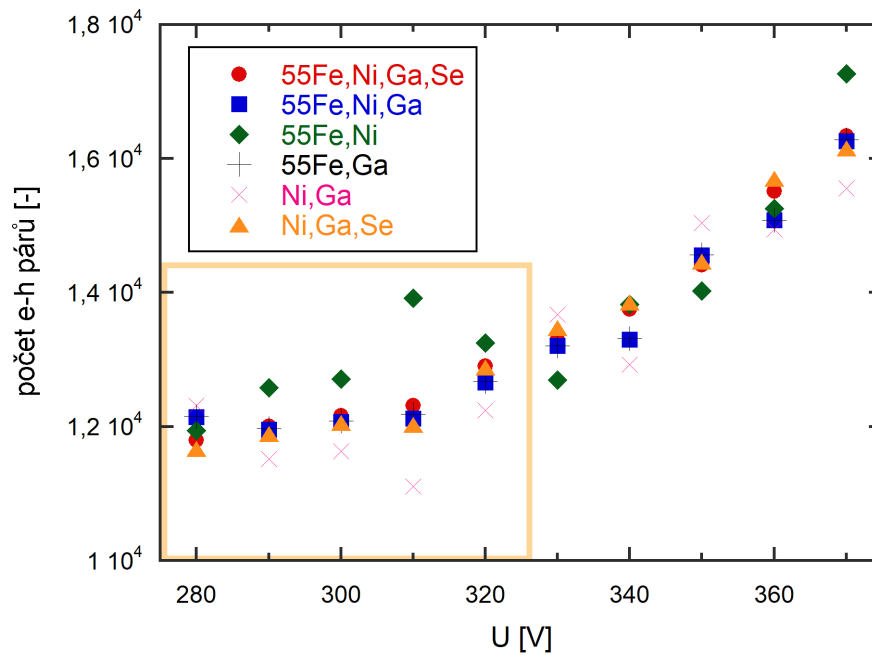
kombinace kalibračních bodů. Vyšší energie (^{238}Pu) byly z kalibrace vyloučeny, neboť pro ně bylo zesílení menší než pro nižší energie. Ze zkalibrovaných spekter se pomocí prokladu píku úplné absorpce Gaussovou funkcí určila poloha píku v počtu e-h párů, viz obr. 5.3.



Obr. 5.3: Amplitudové spektrum GAGG:Ce, ^{137}Cs naměřené při napětí 310 V a časové konstantě zesilovače 2 μs , proklad píku Gaussovou + lineární funkcí.

Na obr. 5.4 je vidět závislost polohy píku na napětí a zvolené kalibraci pro časovou konstantu zesilovače 10 μs . Cílem práce je najít takový kalibrační postup, který povede k závislosti, jež v obr. 5.4 bude vykazovat konstantní část (v oblasti nižších napětí – viz žlutý rámeček v obr.) s co nejnižšími fluktuacemi. Kalibrace ($^{55}\text{Fe} + \text{Ni}$) a ($\text{Ni} + \text{Ga}$) jsou zatížené velkou chybou způsobenou blízkostí použitých energií, což se projevilo značnými fluktuacemi naměřených hodnot. Kalibrace ($^{55}\text{Fe} + \text{Ga}$) a ($^{55}\text{Fe} + \text{Ni} + \text{Ga}$) dosahují navzájem velice podobných výsledků.

U časové konstanty zesilovače 0,5 μs nebylo možné vyhodnotit kalibrační píky pro malá napětí, neboť píky bohužel ve spektru zanikají v šumu APD. Jako nejvhodnější kalibrace pro měření světelného výtěžku byla zvolena kombinace $^{55}\text{Fe} + \text{Ga}$. Tato kombinace dává prakticky totožné výsledky s kombinací ($^{55}\text{Fe} + \text{Ni} + \text{Ga}$) a ($^{55}\text{Fe} + \text{Ni} + \text{Ga} + \text{Se}$), je nicméně méně časově náročná, neboť odpadá měření s Ni a Se.



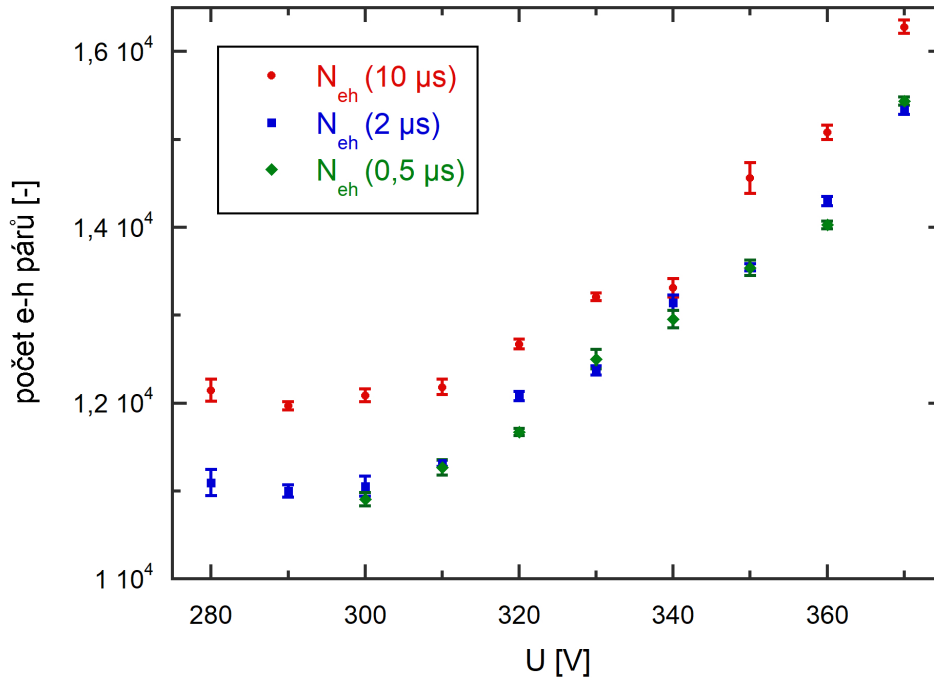
Obr. 5.4: Vliv kalibrace na počet generovaných párů při časové konstantě zesilovače 10 μ s a daném napětí na APD, měřeno pomocí GAGG:Ce a ^{137}Cs .

5.2 Výsledky a diskuze

Závislosti počtu generovaných e-h párů podle kalibrace pomocí ^{55}Fe a Ga pro všechny měřené časové konstanty zesilovače jsou na obr. 5.5. Uvedené nejistoty zahrnují pouze nejistotu kalibrace (nejistota prokladu kalibračních píků) a nejistotu prokladu píku úplné absorpce. Další zdroje nejistot budou zahrnuty až ve výzkumném úkolu. Pro časové konstanty zesilovače 2 a 10 μ s vychází závislosti v rozmezí 280–310 V se změnami do asi 3 % a můžeme říci, že počet generovaných e-h párů v tomto rozsahu napětí není významně ovlivněn rozdílným zesílením pro kalibrační a scintilační fotony.

Pro nejkratší časovou konstantu zesilovače 0,5 μ s je závislost monotónně rostoucí a nevykazuje žádnou plošinu. V důsledku tohoto zjištění můžeme říci, že zvolená metoda kalibrace není pro tuto časovou konstantu spolehlivá a bude potřeba vhodnou metodu najít.

Příčina toho, proč kalibrace pro časovou konstantu 0,5 μ s nefunguje a pro delší časové konstanty ano, nebyla zatím jednoznačně určena. Procesy v APD nejsou nijak ovlivněny časovou konstantou zesilovače, musí tedy existovat nějaký jiný jev než změna poměru $\frac{M(X)}{M(\text{VIS})}$, který naměřenou závislost ovlivňuje. Vedoucím práce byly navrženy dvě hypotézy,



Obr. 5.5: Závislost počtu generovaných párů dle kalibrace při příslušném napětí APD, měřeno na GAGG:Ce s ^{137}Cs .

kteřé by nespolehlivost kalibrace vysvětlovaly. První hypotézou je tzv. balistický deficit, který by se projevil nejpravděpodobněji právě pro krátkou časovou konstantu. Velikost balistického deficitu by nicméně musela záviset na napětí, a to různě pro zařízení X a VIS. To je v principu možné. Druhým vysvětlením může být ovlivnění kalibrace šumem APD, který při krátké časové konstantě a nízkém napětí nejsme schopni správně vyloučit. Testováním těchto hypotéz se budu zabývat ve výzkumném úkolu.

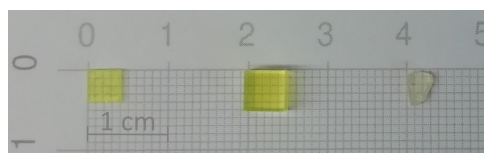
Pro časové konstanty 2 a 10 μ s bylo jako vhodné napětí pro měření světelného výtěžku s Si-APD S8664-1010 určeno napětí 310 V jakožto nejvyšší napětí, u nějž máme jistotu rovnosti $M(X)$ a $M(VIS)$. Můžeme říci, že nejistota počtu e-h párů daná kalibrací nepřesahuje zhruba 1,5 %. Napětí 310–320 V dobře odpovídá i výsledkům práce [57] při teplotě 20 °C, v níž se poměr $\frac{M(X)}{M(VIS)}$ začal lišit od jedné také zhruba od napětí 320 V. Naše výsledky a výsledky práce [57] si poměrně dobře odpovídají i přes to, že v naší práci byla použita větší APD s mírně odlišnými parametry pro zesílení a průrazné napětí. Konstrukce obou APD je téměř totožná a významně se liší pouze plochou, která zřejmě nemá na $\frac{M(X)}{M(VIS)}$ vliv.

Kapitola 6

Stanovení optimálního napětí pro určení energetické rozlišovací schopnosti

Napětí vhodné k měření světelného výtěžku určené v předchozí kapitole nemusí vést k optimálnímu poměru signál/šum. V důsledku toho by byly změřené hodnoty *FWHM* horší, než je v našem uspořádání možné. Nezhodnotili bychom tedy správně potenciál zkoumaných materiálů k použití v různých aplikacích. Proto byla v rámci práce zjišťována závislost energetické rozlišovací schopnosti tří vzorků scintilátorů na napájecím napětí APD.

Měřené krystaly $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ a dva různé GAGG:Ce označené Boháček 59b a Kamada jsou na obr. 6.1. Vzorek $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ s koncentrací 0,2 % iontů In^+ byl vybrán ze sady vzorků s různou koncentrací iontů In^+ s ohledem na jeho nejlepší energetickou rozlišovací schopnost a nejvyšší světelný výtěžek z celé sady. Všechny vzorky byly zvoleny díky vhodným rozměrům, emisnímu spektru a dostatečně vysokému světelnému výtěžku.

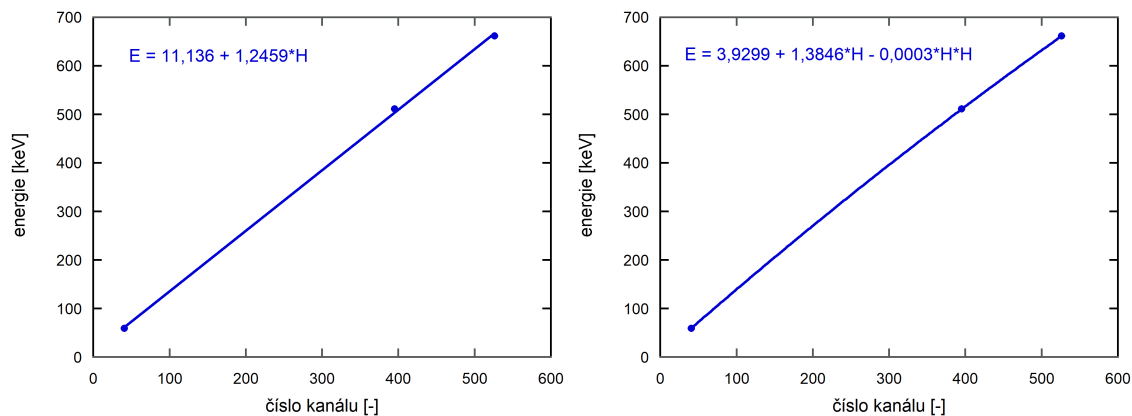


Obr. 6.1: Krystaly GAGG:Ce Boháček 59b, GAGG:Ce Kamada a $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,2\%\text{In}$.

6.1 Postup měření

K energetické kalibraci byly použity zdroje záření EG-3: ^{241}Am , ^{137}Cs a ^{22}Na . Se vzorkem umístěným na APD (viz obr. 4.1) se postupně změnila amplitudová spektra každého zdroje záření, určily se polohy píků úplné absorpce ^{241}Am a ^{137}Cs a anihilačního píku v případě ^{22}Na , které odpovídají známým energiím 59,54 keV, 661,66 keV a 511 keV. Takto získané kalibrační body byly proloženy lineární funkcí s parametry a a b : $E(H) = aH + b$, kde E je energie a H číslo kanálu. Jedná se o klasickou energetickou kalibraci prováděnou ve spektrometrii záření gama. Energetická rozlišovací schopnost byla určována u píků úplné absorpce ^{241}Am a ^{137}Cs .

Při kalibraci spekter GAGG:Ce Boháček 59b se projevila nelinearita scintilační odezvy a lineární proklad kalibračních bodů nebyl dostatečný, proto byla použita kalibrace kvadratickou funkcí (viz obr. 6.2). Kvadratická kalibrace je v tomto případě pouze hrubým přiblížením, nicméně účelem měření v tomto případě není přesné stanovení energetické rozlišovací schopnosti, ale sledování její relativní změny při měnícím se napětí. Kvadratická kalibrace je tedy v tomto případě akceptovatelná.



Obr. 6.2: Lineární (vlevo) a kvadratická (vpravo) kalibrace pro GAGG:Ce Boháček 59b při 330 V a časové konstantě zesilovače 2 μs .

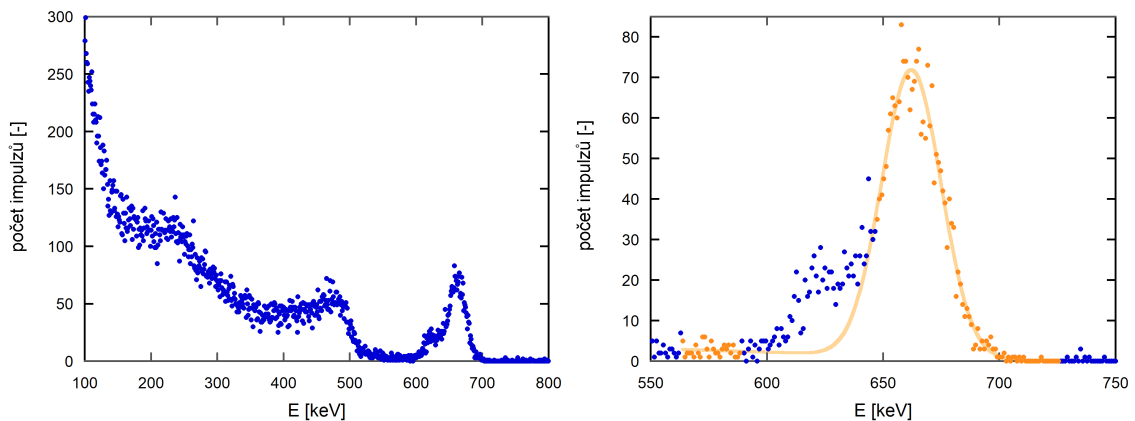
Lineární kalibrace se dvěma kalibračními body byla provedena pro GAGG:Ce Kamada, neboť v případě naměřených spekter ^{241}Am při nižších napětích (do 310 V) nebylo možné rozlišit pík úplné absorpce od šumu APD. Světelný výtěžek tohoto vzorku je nižší a při napětí 310 V a nižším se pík ^{241}Am ještě nevydělí z oblasti šumu v amplitudovém spektru. Proto také byla energetická rozlišovací schopnost ^{241}Am

určována až pro napětí od 320 V, při kterém byl pík totální absorpce už oddělen od šumu.

Amplitudová spektra byla měřena při napětích od 280 V do 380 V s krokem 10 V. Časová konstanta zesilovače pro oba GAGG:Ce byla nastavena na hodnotu 2 a 6 μs . $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5\text{:In}$ má dlouhou dobu dosvitu, proto byla zvolena časová konstanta zesilovače 10 μs , aby se zajistila dostatečná integrace scintilačních fotonů. Zesílení na zesilovači bylo podle potřeby nastaveno na hodnotu 50 nebo 100.

Po provedení energetické kalibrace příslušných spekter byly píky proloženy Gaussovou funkcí + polynomem prvního stupně. Pro energetickou rozlišovací schopnost platí: $FWHM = 2,355\sigma$ [2], kde σ je parametrem Gaussovy funkce.

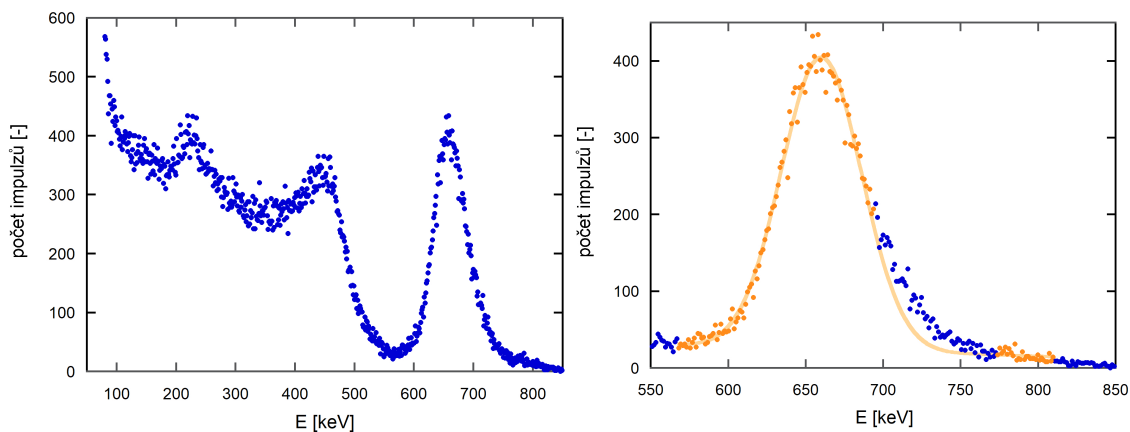
Ve spektrech ^{137}Cs malých krystalů (GAGG:Ce Boháček 59b a $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5\text{:In}$) se výrazně projevil únikový pík. Oblast, v níž se únikový pík vyskytuje, byla z prokladu vyloučena (viz obr. 6.3). Jedná se vedle prokladu s použitím více Gaussových funkcí o běžně používaný postup.



Obr. 6.3: Energetické spektrum GAGG:Ce Boháček 59b, ^{137}Cs měřené při napětí 370 V a časové konstantě zesilovače 2 μs , vpravo detail píku úplné absorpce s únikovým píkem.

U většího krystalu GAGG:Ce Kamada vykazoval pík úplné absorpce ^{137}Cs tailing na vysokoenergetické straně píku (viz obr. 6.4). Pravděpodobnou příčinou může být samoabsorpce scintilačních fotonů, může se jednat i o sumační pík fotonů ^{137}Cs a charakteristického záření Ba. I tato část píku byla z prokladu vyloučena.

Ve spektrech ^{241}Am u GAGG:Ce nebyl pík úplné absorpce deformován a proklad Gaussovou a lineární funkcí byl dostačující. Ve spektrech



Obr. 6.4: Energetické spektrum GAGG:Ce Kamada, ^{137}Cs měřené při napětí 370 V a časové konstantě zesilovače 6 μs , vpravo detail píku úplné s prokladem.

^{241}Am s $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ byl pík úplné absorpce deformován tailingem na vysokoenergetické straně, který byl zohledněn stejně jako ve spektrech ^{137}Cs u vzorku GAGG:Ce Kamada.

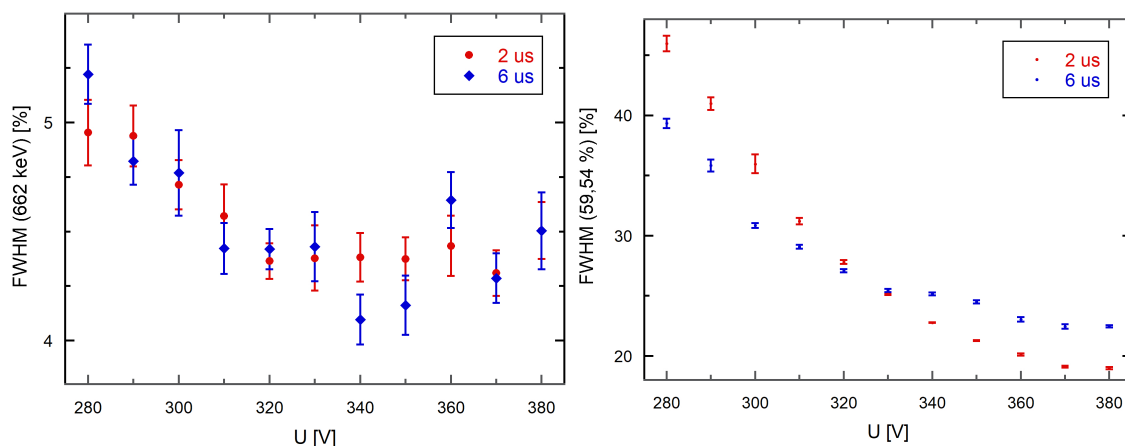
6.2 Výsledky a diskuze

Zjištěné energetické rozlišovací schopnosti v závislosti na napájecím napětí APD pro každý scintilátor jsou na obr. 6.5–6.7. Nejlepší rozlišovací schopnosti bylo dosaženo pro vyšší napětí (asi od 350 V). Výsledky lze rozdělit do dvou skupin: v první skupině, kam patří výsledky všech vzorků s ^{241}Am a výsledek GAGG:Ce Kamada s ^{137}Cs , vidíme monotónní pokles relativní rozlišovací schopnosti až do napětí 380 V, které se proto zdá být optimálním napětím pro měření $FWHM$. Ve zbylých výsledcích pro GAGG:Ce Boháček 59b a $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ vidíme monotónní pokles $FWHM$, který se ovšem zastavuje asi při 320 V. Nicméně ani zde nelze vyloučit, že 380 V je optimální hodnota. Zlepšení $FWHM$ s rostoucím napětím se projevuje nejzřetelněji v případě, že vzorek vykazuje malou scintilační odezvu způsobenou buď malým světelným výtěžkem (případ GAGG:Ce Kamada) nebo malou energií (^{241}Am), případně obojím.

V kapitole 7 byla energetická rozlišovací schopnost určována při napětí 360 V. K volbě této hodnoty došlo ještě před důkladnější analýzou výsledků, kdy se 360 V na první pohled jevilo jako lepší volba. Rozdíl mezi 360 V a 380 V nicméně nebude nijak zásadní.

6.2.1 GAGG:Ce Boháček 59b

Scintilátor GAGG:Ce Boháček 59b měl ze všech měřených vzorků nejlepší energetickou rozlišovací schopnost pro obě zkoumané energie: 59,54 keV a 662 keV. Pro ^{137}Cs je zřetelný klesající trend $FWHM$ s napětím, který se ale zastavuje asi při 320 V. V maximech píků ^{137}Cs bylo pro některá napětí i méně než 100 impulzů (viz např. obr. 6.3) a neposkytují proto možnost určit $FWHM$ s potřebnou přesností, kterou by zajistila delší doba měření. Pro ^{137}Cs není zřejmá závislost na časové konstantě zesilovače. Pro ^{241}Am je zřetelné zlepšování $FWHM$ s rostoucím napětím (obr. 6.5). Větší počet impulzů v maximech píků zajistilo v tomto případě lepší statistiku a zlepšování $FWHM$ je monotónní, přičemž závislost pro časovou konstantu zesilovače 6 μs klesá pomaleji. Pro nižší napětí do 320 V byla naměřená $FWHM$ lepší s časovou konstantou 6 μs a od napětí 330 V lepší se 2 μs .

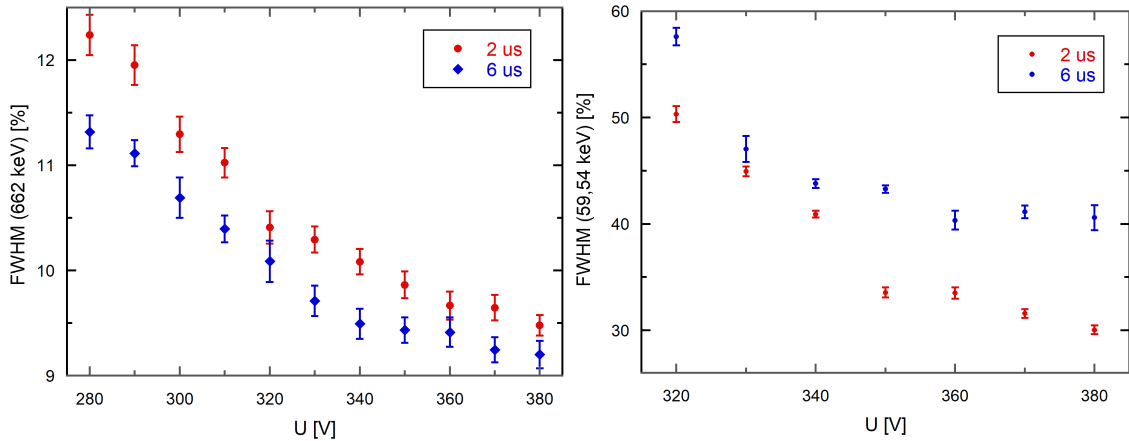


Obr. 6.5: Závislost relativní energetické rozlišovací schopnosti GAGG:Ce Boháček 59b na napájecím napětí APD pro dvě různé časové konstanty zesilovače, vlevo pro ^{137}Cs , vpravo pro ^{241}Am .

6.2.2 GAGG:Ce Kamada

Na obr. 6.6 vidíme, že relativní energetická rozlišovací schopnost pro GAGG:Ce Kamada klesá s rostoucím napětím pro obě zkoumané energie. Vzorek GAGG:Ce Kamada měl větší rozměry než GAGG:Ce Boháček 59b, proto jsou výsledky pro GAGG:Ce Kamada přesnější díky lepší statistice měření. Závislost na časové konstantě zesilovače naznačuje, že ve scintilačním dosvitu se vyskytují pomalé složky ovlivňující rozlišovací

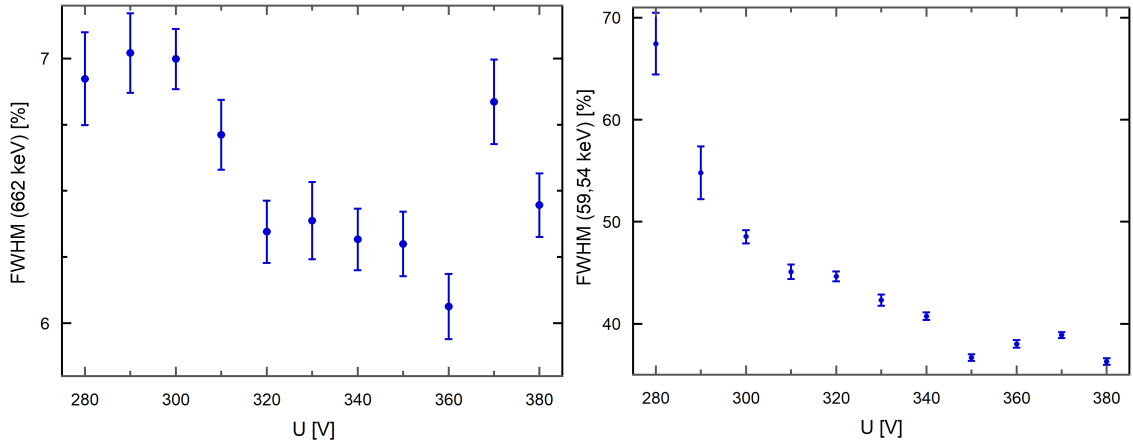
schopnost. Pro energii 662 keV dosahuje $FWHM$ lepších výsledků s časovou konstantou zesilovače 2 μs , naopak pro 59,54 keV byla naměřena lepší $FWHM$ pro časovou konstantu 6 μs . Podobně jako u GAGG:Ce Boháček 59b vidíme, že $FWHM$ s časovou konstantou 6 μs klesá s rostoucím napětím pomaleji než s 2 μs .



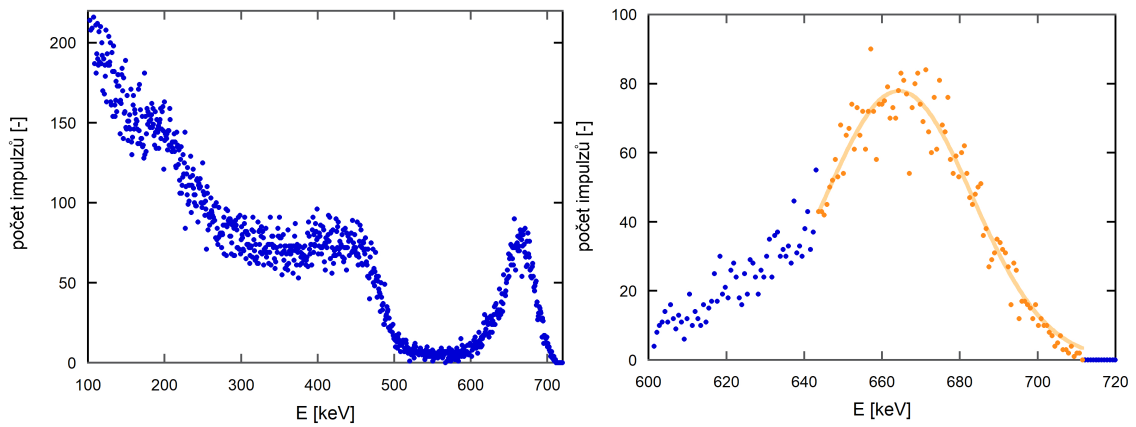
Obr. 6.6: Závislost relativní energetické rozlišovací schopnosti GAGG:Ce Kamada na napájecím napětí APD, vlevo pro ^{137}Cs , vpravo pro ^{241}Am .

6.2.3 $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$

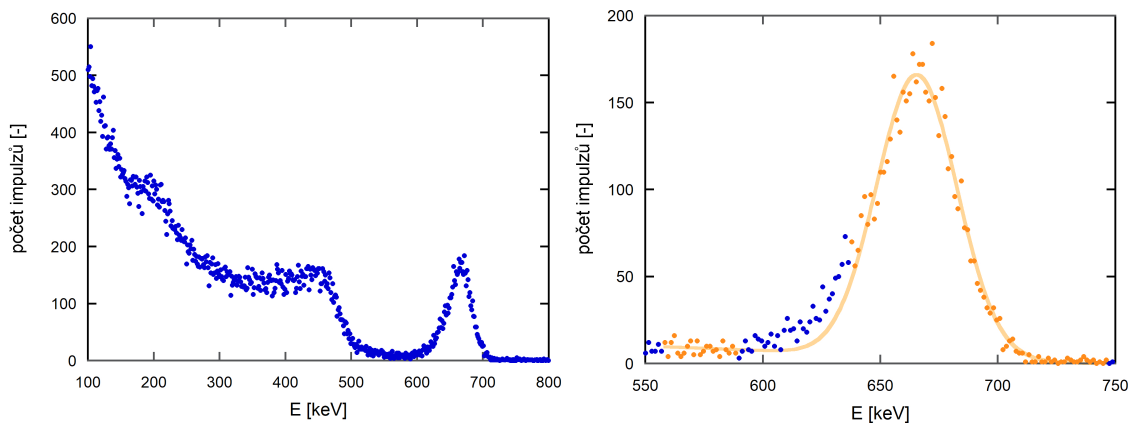
Závislosti $FWHM$ pro $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ na obr. 6.7 ukazují trend zlepšování energetické rozlišovací schopnosti až do napětí 360 V pro ^{137}Cs , resp. 350 V pro ^{241}Am . V rozmezí 350–380 V závislost pro ^{241}Am nevykazuje zřejmý trend, nicméně nejlepší $FWHM$ bylo změřeno při 380 V. Při napětí 370 V se hodnota $FWHM$ pro 662 keV významně odlišuje od trendu ostatních hodnot, což v tomto případě může být způsobeno špatným vyhodnocením spektra, ve kterém se pík úplné absorpce nacházel až na úplném kraji možného rozsahu kanálů (viz obr. 6.8). To znemožnilo kvalitní proklad pozadí. Na obr. 6.9 je pro porovnání spektrum měřené při 340 V, ve kterém proběhlo vyhodnocení standardním způsobem.



Obr. 6.7: Závislost relativní energetické rozlišovací schopnosti $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ na napájecím napětí APD, vlevo pro ^{137}Cs , vpravo pro ^{241}Am .



Obr. 6.8: Energetické spektrum $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$, ^{137}Cs měřené při napětí 370 V, vpravo detail píku úplné absorpce deformovaný blízkostí okraje rozsahu kanálů.



Obr. 6.9: Energetické spektrum $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$, ^{137}Cs měřené při napětí 340 V, vpravo detail píku úplné absorpce.

Kapitola 7

Charakterizace $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ pomocí amplitudové spektrometrie

Výsledky předchozích kapitol nám umožňují provádět pomocí amplitudové spektrometrie charakterizaci vzorků emitujících v dlouhovlnné oblasti. V této části se zaměříme na stanovení $FWHM$ a světelného výtěžku sady vzorků $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ s různou koncentrací In^+ iontů: 0,0; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0 a 2,0 %. Jedná se o materiál potenciálně využitelný ke zobrazování v radiografii, emitující scintilační fotony v oblasti 400–900 nm (s maximem asi na 620 nm)[49]. Oproti práci [49] bylo provedeno též měření proporcionality odezvy a $FWHM$ bylo stanovováno při optimálnějších napětí.

V tuto chvíli se jedná o jediné vzorky s emisí v dlouhovlnné oblasti, jež má naše laboratoř k dispozici.

7.1 Postup měření $FWHM$ a světelného výtěžku

Světelný výtěžek byl spočítán podle vzorce (1.3), kde počet generovaných párů N_{eh} byl určen na základě kalibrace zářením X ze zdrojů ^{55}Fe a Ga (buzené ^{238}Pu). Kvantová účinnost QE se pro použitou APD rovná 0,73. Měření proběhlo při napětí 310 V, pro které je podle předchozích výsledků zesílení APD pro charakteristické i scintilační fotony shodné. Z důvodu dlouhé doby dosvitu měřených vzorků ($\approx 3,7 \mu\text{s}$ [49]) byla časová konstanta zesilovače nastavena na 10 μs . Zesílení na zesilovači bylo nastaveno na hodnotu 100.

$FWHM$ byla získána postupem uvedeným v předchozí kapitole pomocí energetické kalibrace s ^{241}Am , ^{22}Na a ^{137}Cs při napětí na APD 360 V.

7.2 Výsledky a diskuze

Naměřené hodnoty světelného výtěžku a energetické rozlišovací schopnosti jsou uvedeny v tab. 7.1 a vyneseny do grafů na obr. 7.1 a 7.2.

koncentrace In ⁺ [%]	světelný výtěžek [f/MeV]	<i>FWHM</i> [%]
0,0	24 400 ± 100	10,4 ± 0,2
0,1	29 500 ± 300	8,8–13,6
0,2	43 800 ± 200	5,2 ± 0,1
0,5	28 500 ± 200	9,2–12,1
1,0	26 400 ± 100	7,9 ± 0,2
2,0	29 600 ± 100	7,7 ± 0,3

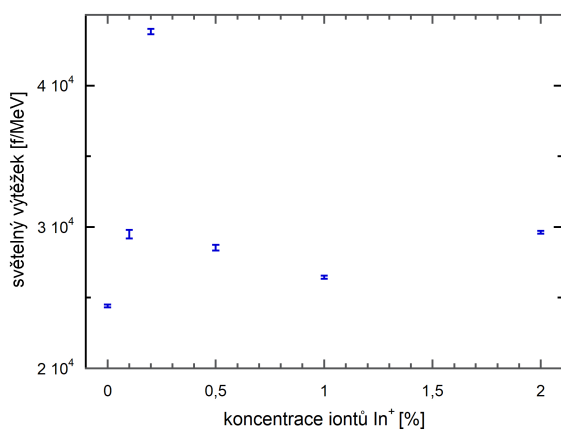
Tab. 7.1: Naměřené hodnoty světelného výtěžku a energetické rozlišovací schopnosti Cs₃Cu₂I₅:In pro různé koncentrace In⁺ iontů.

Nejhorší světelný výtěžek 24 400 fotonů/MeV byl naměřen pro nedopovaný vzorek, naopak nejlepšího světelného výtěžku 43 800 fotonů/MeV dosáhl vzorek s koncentrací iontů In⁺ 0,2 %.

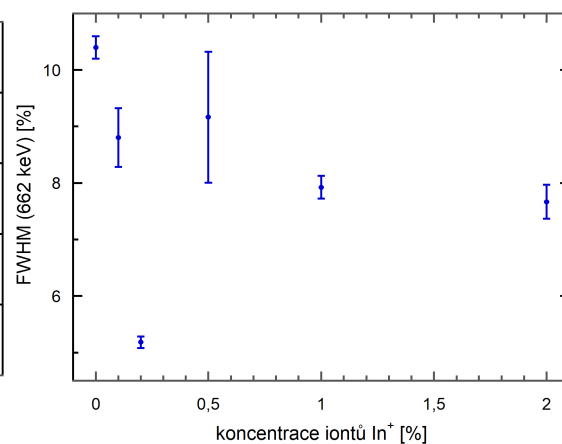
Nejlepší energetická rozlišovací schopnost 5,2 % byla naměřena opět pro vzorek s koncentrací iontů In⁺ 0,2 %. Nejhorší *FWHM* byla naměřena u vzorků s koncentrací 0,0 a 0,5 %. *FWHM* je ovlivněno především velikostí odezvy (s rostoucí odezvou klesá), šumem APD a neproporcionalitou. Šum APD je pro všechny vzorky stejný a rovněž jejich neproporcionalita je podobná (viz níže). Vzhledem k nejvyšší odezvě vzorku s 0,2 % In⁺ je jeho nejlepší *FWHM* očekávaný výsledek.

U některých vzorků bylo vyhodnocení spekter zkomplikováno špatnou čitelností naměřených spekter. V závislosti na tom, které body jsou zahrnuty do prokladu a jaká funkce je k prokladu zvolena, se hodnoty *FWHM* mohou značně lišit. Ve spektru Cs₃Cu₂I₅:0,1%In (obr. 7.3) je kromě píku totální absorpce přítomen menší pík neznámého původu. V závislosti na způsobu prokladu se energetická rozlišovací schopnost pohybuje mezi 8,8–13,8 %.

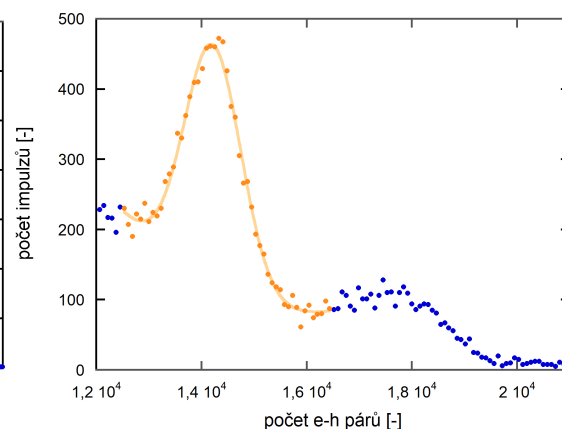
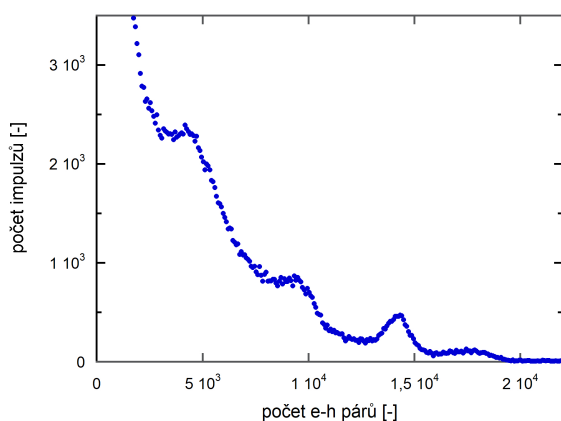
U vzorku Cs₃Cu₂I₅:0,5%In je pík totální absorpce velmi nízký (obr. 7.4) a *FWHM* se v závislosti na provedení prokladu (zvolená funkce, zahrnuté body) mění od 9,2 % do 12,1 %. Pro získání lepší přesnosti by bylo potřeba několikanásobně prodloužit dobu měření.



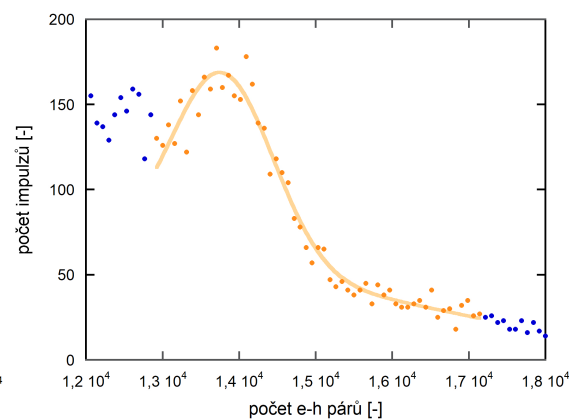
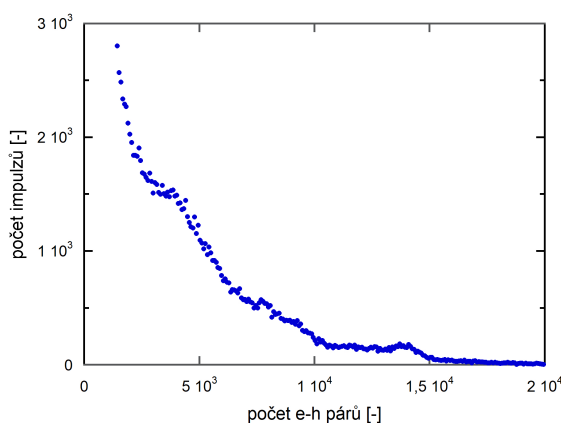
Obr. 7.1: Závislost světelného výtěžku $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ na koncentraci iontů In^+ .



Obr. 7.2: Závislost energetické rozlišovací schopnosti $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ na koncentraci iontů In^+ .



Obr. 7.3: Amplitudové spektrum $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,1\%\text{In}$, ^{137}Cs měřené při napětí 310 V, vpravo detail píku totální absorpce.



Obr. 7.4: Amplitudové spektrum $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,5\%\text{In}$, ^{137}Cs měřené při napětí 310 V, vpravo detail píku totální absorpce.

7.3 Postup měření proporcionality

Odezvu scintilátoru označujeme jako proporcionalní, pokud světelný výtěžek nezávisí na deponované energii. Všechny scintilátory nějakou míru neproporcionality vykazují, hlavně v oblasti nižších energií (zhruba pod 150 keV). Vzhledem k vysokému šumu APD v nízkoenergetické oblasti bylo použito napětí 380 V, díky kterému se i nízkoenergetické píky vydělily z šumu a mohly být zahrnuty do výsledků. Vyšší napětí lze v tomto případě použít. Nezajímají nás absolutní hodnoty světelného výtěžku, ale pouze jejich relativní hodnoty vzhledem k hodnotě pro ^{137}Cs .

Dalším argumentem pro použití vyššího napětí byla použitá kalibrace pomocí ^{55}Fe a Ga, neboť při napětí 310 V nebyl pík ^{55}Fe vyčleněn z šumu APD. Důvodem vysokého šumu APD byla pravděpodobně vyšší venkovní teplota v den měření než při předchozích měřeních a nemožnost regulovat teplotu v laboratoři.

Ze sady $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ byly vybrány vzorky s koncentrací In^+ iontů: 0,0; 0,2 a 2,0 %. Vzorky s koncentrací 0 a 2 % byly vybrány, neboť se jedná o vzorky s nejnižší a nejvyšší koncentrací dopantu, vzorek s koncentrací 0,2 % byl vybrán díky nejvyššímu světelnému výtěžku a nejlepší *FWHM*.

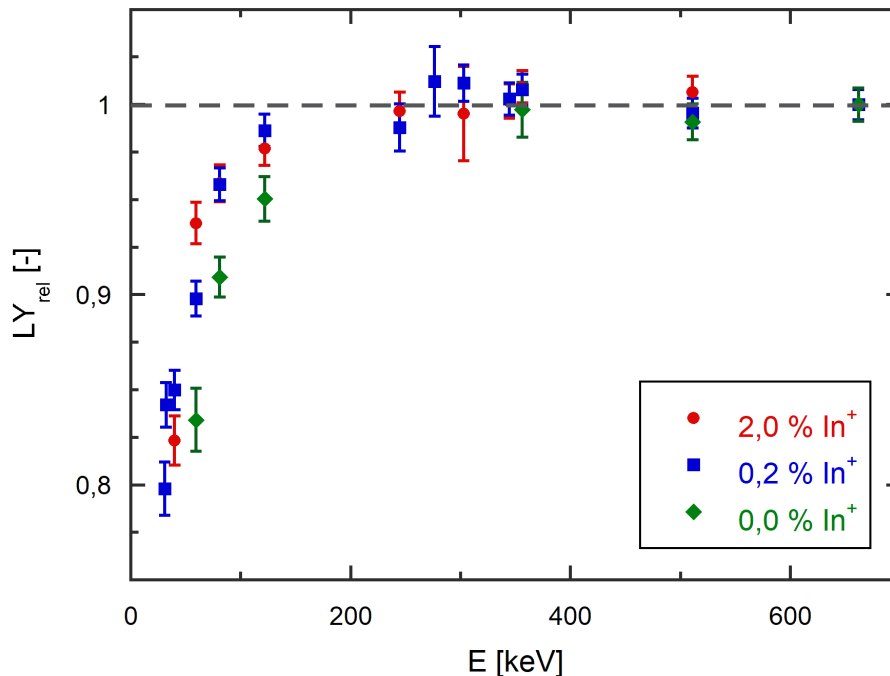
Proporcionalita byla určována pomocí zdrojů záření EG-3: ^{137}Cs (32,2 a 661,7 keV), ^{22}Na (511 keV), ^{241}Am (59,5 keV), ^{133}Ba (31,0; 81,0; 276,4; 302,9 a 356,0 keV) a ^{152}Eu (40,1; 121,8; 244,7 a 344,3 keV). U některých vzorků nebylo možné určit světelný výtěžek pro všechny dostupné energie kvůli malému rozlišení. Nejméně bodů bylo naměřeno pro nedopovaný $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5$, což odpovídá předchozím výsledkům, podle kterých má tento vzorek nejhorší *FWHM* a nejnižší světelný výtěžek ze všech tří vzorků. Nejlepší rozlišení má $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,2\%\text{In}$, u kterého se podařilo získat všechny uvedené energie.

Časová konstanta zesilovače byla opět nastavena na hodnotu 10 μs , zesílení na zesilovači bylo podle potřeby nastaveno na 50 nebo 100.

7.4 Výsledky proporcionality a diskuze

Výsledky proporcionality jsou na obr. 7.5, uvedené nejistoty zahrnují nejistotu kalibrace a prokladu píku totální absorpce. Další zdroje nejistot

budou předmětem zkoumání v budoucí práci. Vidíme, že všechny vzorky vykazují neproporcionalitu v oblasti nízkých energií (asi do 200 keV). Neproporcionalita se nejvíce projevila u nedopovaného vzorku, u dopovaných vzorků jsou výsledky navzájem srovnatelné.



Obr. 7.5: Závislost relativního světelného výtěžku $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ na energii.

Vzhledem k chemickému složení $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ se nabízí srovnání jeho proporcionality s CsI:Tl nebo s YAP, se kterým $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ sdílí perovskitovou strukturu. V závislosti pro proporcionalitu CsI:Tl se objevuje typický nárůst relativního světelného výtěžku směrem k nízkým energiím [61, 62], tento růst však u $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ naměřen nebyl. Tvar závislosti proporcionality YAP výsledkům $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ odpovídá mnohem lépe [62, 63]. Teoretický popis vzniku neproporcionality je nicméně relativně komplikovaný a z těchto srovnání bychom neměli vyvozovat dalekosáhlé závěry.

Závěr

Cílem teoretické části práce bylo seznámit se s principem scintilace anorganických scintilátorů a způsobem fungování lavinových fotodiod. Těmto tématům jsou věnovány dvě úvodní kapitoly. Třetí kapitola je rešerší nových scintilátorů emitujících v dlouhovlnné oblasti. Ukazuje se, že ve většině případů se zatím nenaplnují teoretická očekávání o vysokém světelném výtěžku scintilátorů s malou šířkou zakázaného pásu.

Čtvrtá kapitola popisuje vlastnosti aparatury s APD a představuje problém rozdílného zesílení APD pro scintilační fotony a fotony záření X. Tento problém komplikuje možnost určování světelného výtěžku a byla proto zkoumána odezva scintilátoru s APD v závislosti na použité kalibraci záření X a hledáno optimální napětí pro účely stanovení světelného výtěžku scintilátoru. Kalibrace pomocí zdrojů charakteristického záření ^{55}Fe a Ga byla vyhodnocena jako spolehlivá pro časové konstanty zesilovače 2 a 10 μs do napětí 310 V včetně. Pro časovou konstantu 0,5 μs se však kalibrace ukázala jako nespolehlivá a v navazující práci bude hledána jiná vhodná metoda kalibrace. Dále bude kalibrace ověřována i pro časovou konstantu 1 μs . V rámci práce vznikly hypotézy vysvětlující nespolehlivost kalibrace pro krátkou časovou konstantu zesilovače a v budoucí práci budou také ověřovány.

V další kapitole bylo určeno optimální napětí pro stanovení energetické rozlišovací schopnosti. Nejlepší rozlišovací schopnost byla naměřena při napětí 380 V a malé scintilační odezvě scintilátoru. Pro jednoznačný výsledek i při vyšší odezvě scintilátoru by bylo třeba prodloužit dobu měření a získat tak lepší statistiku. Přesto se i při vyšší odezvě zřejmě dosáhne optimálního výsledku při napětí 380 V, případně nebudeme od optima příliš vzdáleni.

Dále byla zkoumána sada vzorků $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ s různou koncentrací In^+ iontů, výsledky jsou shrnuty v sedmé kapitole. Světelný výtěžek byl měřen při optimálním napětí 310 V podle předchozích výsledků, energe-

tická rozlišovací schopnost byla však měřena při napětí 360 V, které se ještě před důkladnou analýzou výsledků jeví jako nejvhodnější. Nejlepších výsledků dosáhl vzorek $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,2\%\text{In}$: světelný výtěžek 43 800 fotonů/MeV a *FWHM* 5,2 % pro 662 keV. V porovnání s nejběžnějším anorganickým scintilátorem NaI:Tl dosahuje $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,2\%\text{In}$ lepší *FWHM* (*FWHM* NaI:Tl se pohybuje okolo 6 %) a srovnatelného světelného výtěžku, naopak doba dosvitu $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:0,2\%\text{In}$ okolo 4 μs je podstatně delší než u NaI:Tl (230 ns)[3, 49]. Možnosti využití $\text{Cs}_3\text{Cu}_2\text{I}_5:\text{In}$ se rozšiřují také díky použití APD, která se s NaI:Tl nepoužívá. U vybraných vzorků (s koncentrací In^+ iontů 0,0; 0,2 a 2,0 %) byla měřena proporcionalita, ve které lepších výsledků dosáhly dopované vzorky.

Použité zkratky

APD	Avalanche PhotoDiode (lavinová fotodioda)
BGO	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$
CHI	Cs_2HfI_6
CT	Computed tomography (výpočetní tomografie)
GAGG	$\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$
HIBL	Hot intraband luminescence
kcps	Kilo Counts per Second
LiCAF	LiCaAlF_6
NIR	Near Infrared (blízké infračervené)
RHI	Rb_2HfI_6
SiPM	Silicon Photomultiplier (křemíkový fotonásobič)
SPAD	Single Photon Avalanche Diode (APD v Geigerově módu)
UV	Ultraviolet (ultrafialové)
VIS	Visible (viditelné)
YAG	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$
YAP	YAlO_3

Označení fyzikálních veličin a konstant

α	Ionizační koeficient popisující proces násobení elektronů
β	Fenomenologický parametr (zohledňuje ztráty energie při tvorbě nosičů náboje)
β (v části 2.1)	Ionizační koeficient popisující proces násobení děr
η_{sc}	Integrální scintilační účinnost
λ	Vlnová délka
λ_{em}	Vlnová délka maxima emisního spektra
σ	Spektrální citlivost fotodetektoru
τ_{em}	Doba dosvitu
E	Energie
E_g	Šířka zakázaného pásu
$FWHM$	Full Width at Half Maximum, kvantifikuje energetickou rozlišovací schopnost
I	Proud
I_d	Temný proud

LY	Light yield (světelný výtěžek)
k	Boltzmanova teplota
M	Zesílení
N_{eh}	Počet elektron-děrových párů
N_f	Počet scintilačních fotonů
P	Optický výkon
Q	Kvantová účinnost luminiscenčního centra
QE	Kvantová účinnost fotodetektoru
S	Účinnost transportu energie k luminiscenčnímu centru
T	Termodynamická teplota
W_{eh}	Střední energie potřebná k vytvoření jednoho e-h páru
Z	Protonové číslo
Z_{eff}	Efektivní protonové číslo

Literatura

- [1] M. NIKL, “Scintillation detectors for x-rays,” *Measurement Science and Technology*, vol. 17, pp. R37-R54, 2006.
- [2] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. New York: Wiley, 2010. ISBN 978-0-470-13148-0.
- [3] LECOQ, Paul, Aleksandr Vul'fovič GEKTIN a Michail Vasil'jevič KORŽIK. *Inorganic scintillators for detector systems: physical principles and crystal engineering*. Second edition. Cham, Switzerland: Springer, [2017]. *Particle acceleration and detection* (Springer). ISBN 978-3-319-45521-1.
- [4] YADAV, Satyesh K., Blas P. UBERUAGA, Martin NIKL, Chao JIANG a Christopher R. STANEK. Band-Gap and Band-Edge Engineering of Multicomponent Garnet Scintillators from First Principles. *Physical Review Applied* [online]. 2015, 4(5), 054012 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevApplied.4.054012
- [5] KOZLOVA, Nina S., Oleg A. BUZANOV, Valentina M. KASIMOVA, Anna P. KOZLOVA a Evgeniya V. ZABELINA. Optical characteristics of single crystal Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce. *Modern Electronic Materials* [online]. 2018, 4(1), 7–12 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.3897/j.moem.4.1.33240
- [6] ZHANG, Zheng, Qiang ZHAO, Yang LI a Xiao-Ping OUYANG. Electronic structure and optical properties of CsI, CsI(Ag), and CsI(Tl). *Journal of the Korean Physical Society* [online]. 2016, 68(9), 1069–1074 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.3938/jkps.68.1069
- [7] RONDA, Cees, Herfried WIECZOREK, Vasiliï KHANIN a Piotr RODNYI. Review—Scintillators for Medical Imaging: A Tutorial Overview. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. 2015, 5(1), R3121-R3125. ISSN 2162-8769. Dostupné z: doi:10.1149/2.0131601jss
- [8] SWIDERSKI, Lukasz, Marek MOSZYNSKI, Agnieszka SYNTFELD-KAZUCH, Marek SZAWLOWSKI a Tomasz SZCZESNIAK. Measuring the scintillation decay time for different energy depositions in NaI:Tl, LSO. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, 749, 68-73. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2014.02.045
- [9] ALEKHIN, Mikhail S., Daniel A. BINER, Karl W. KRÄMER a Pieter DORENBOS. Improvement of LaBr₃:5%Ce scintillation properties by Li⁺, Na⁺, Mg²⁺, Ca²⁺, Sr²⁺, and Ba²⁺ co-doping. *Journal of Applied Physics* [online]. 2013, 113(22), 224904 [vid. 2022-06-04]. Dostupné z: doi:10.1063/1.4810848

- [10] WU, Yuntao, Fang MENG, Qi LI, Merry KOSCHAN a Charles L. MELCHER. Role of Ce 4 in the Scintillation Mechanism of Codoped Gd 3 Ga 3 Al 2 O 12 : Ce. *Physical Review Applied*. 2014, 2(4). ISSN 2331-7019. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevApplied.2.044009
- [11] SIBCZYŃSKI, P, M MOSZYŃSKI, T SZCZEŚNIAK a W CZARNACKI. Study of NaI(Tl) scintillator cooled down to liquid nitrogen temperature. In: *Journal of Instrumentation*. 2012, P11006-P11006. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/7/11/P11006
- [12] DONATI, Silvano. *Photodetectors: devices, circuits and applications*. Second edition. New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2021. ISBN 9781119769910.
- [13] Common types of photodetectors. FOSCO. [online]. [cit. 2022-03-19]. Dostupné z: <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/wave-optics/common-types-of-photodetectors>
- [14] BARON, Alfred Q. R., Shunji KISHIMOTO, John MORSE a Jean-Marie RIGAL. Silicon avalanche photodiodes for direct detection of X-rays. *Journal of Synchrotron Radiation*. 2006, 13(2), 131-142. ISSN 0909-0495. Dostupné z: doi:10.1107/S090904950503431X
- [15] MPPC (multi-pixel photon counter) [online]. Dostupné z: www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s14160-1310ps_etc_kapd1070e.pdf
- [16] MARUYAMA, Tomoyuki. Development of a near-infrared photon-counting system using an InGaAs avalanche photodiode. *Optical Engineering*. 2002, 41(2). ISSN 0091-3286. Dostupné z: doi:10.1117/1.1431556
- [17] DOROKHOV, A., A. GLAUSER, Y. MUSIENKO, C. REGENFUS, S. REUCROFT a J. SWAIN. Study of the Hamamatsu avalanche photodiode at liquid nitrogen temperatures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, 504(1-3), 58-61. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(03)00753-8
- [18] RODNYI, P.A, E.I GORHOVA, S.B MIKHRIN, A.N MISHIN a A.S POTAPOV. Quest and investigation of long wavelength scintillators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2002, s. 244-249. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(02)00710-6
- [19] CHIOSSI, F., A.F. BORGHESANI a G. CARUGNO. Infrared and visible scintillation of Ho³⁺-doped YAG and YLF crystals. *Journal of Luminescence* [online]. 2018, 203, 203–207 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.1016/j.jlumin.2018.06.035
- [20] LIANG, Felix, Hartmut BRANDS, Les HOY, Jason SMITH, Jeff VERITY, Rick WILSON, Nerine J. CHEREPY, Sean P. O'NEAL, Stephen A. PAYNE, Zachary M. SEELEY a Tyler J. WINEGER. Silicon photomultipliers coupled to scintillators with the emission maximum at 550 nm. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2022, 1–1 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.1109/TNS.2022.3179823

- [21] MOSZYŃSKI, M, M SZAWLOWSKI, M KAPUSTA a M BALCERZYK. Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2002, 485(3), 504–521 [vid. 2022-05-01]. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(01)02117-9
- [22] WOLSZCZAK, Weronika, Karl W. KRÄMER a Pieter DORENBOS. CsBa₂I₅:Eu²⁺,Sm²⁺—The First High-Energy Resolution Black Scintillator for γ -Ray Spectroscopy. In: *Physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*. 2019. ISSN 1862-6254. Dostupné z: doi:10.1002/pssr.201900158
- [23] Development of NIR-Emitting Scintillators Based on Rare-Earth-Doped Garnet Crystals – Part 1. *Sensors and Materials*. 2017. ISSN 0914-4935. Dostupné z: doi:10.18494/SAM.2017.1620
- [24] OKAZAKI, Kai, Daichi ONODA, Hiroyuki FUKUSHIMA, Daisuke NAKAUCHI, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Characterization of scintillation properties of Nd-doped Bi₄Ge₃O₁₂ single crystals with near-infrared luminescence. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. 2021, 32(16), 21677-21684. ISSN 0957-4522. Dostupné z: doi:10.1007/s10854-021-06686-9
- [25] KAKUTA, Tsunemi, Tatsuo SHIKAMA, Minoru NARUI a Tsutomu SAGAWA. Behavior of optical fibers under heavy irradiation. *Fusion Engineering and Design*. 1998, 41(1-4), 201-205. ISSN 09203796. Dostupné z: doi:10.1016/S0920-3796(98)00179-3
- [26] SUZUKI, Akira, Shunsuke KUROSAWA, Akihiro YAMAJI, Yasuhiro SHOJI, Jan PEJCHAL, Kei KAMADA, Yuui YOKOTA a Akira YOSHIKAWA. Luminescent properties of Cr-doped (Gd,Y)3Al₅O₁₂ infra-red scintillator crystals. *Optical Materials* [online]. 2014, 36(12), 1938–1941 [vid. 2022-04-30]. Dostupné z: doi:10.1016/j.optmat.2014.04.002
- [27] YANAGIDA, Takayuki. Study of rare-earth-doped scintillators. *Optical Materials*. 2013, 35(11), 1987-1992. ISSN 09253467. Dostupné z: doi:10.1016/j.optmat.2012.11.002
- [28] NAKAUCHI, Daisuke, Yutaka FUJIMOTO, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. X- and γ -ray response of Sm-doped SrBr₂ crystalline scintillators emitting red-NIR photons. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2021, 60(9). ISSN 0021-4922. Dostupné z: doi:10.35848/1347-4065/ac15af
- [29] TANAKA, Chieko, Yuui YOKOTA, Shunsuke KUROSAWA, Akihiro YAMAJI, Vitezslav JARY, Vladimir BABIN, Jan PEJCHAL, Yuji OHASHI, Kei KAMADA, Martin NIKL a Akira YOSHIKAWA. Crystal growth and optical properties of indium doped LiCaAlF₆ scintillator single crystals. In: *Optical Materials*. 2017, 65, 69–72. Dostupné z: doi:10.1016/j.optmat.2016.10.040
- [30] KODAMA, Shohei, Shunsuke KUROSAWA, Maki OHNO, Akihiro YAMAJI, Masao YOSHINO, Jan PEJCHAL, Robert KRÁL, Yuji OHASHI, Kei KAMADA, Yuui YOKOTA, Martin NIKL a Akira YOSHIKAWA. Development of a novel red-emitting cesium hafnium iodide scintillator. *Radiation Measurements*. 2019, 124, 54–58 [vid. 2022-04-19]. Dostupné z: doi:10.1016/j.radmeas.2019.03.005

- [31] KAMADA, Kei, Martin NIKL, Shunsuke KUROSAWA, Alena BEITLEROVA, Aya NAGURA, Yasuhiro SHOJI, Jan PEJCHAL, Yuji OHASHI, Yuui YOKOTA a Akira YOSHIKAWA. Co-doping effects on luminescence and scintillation properties of Ce doped Lu₃Al₅O₁₂ scintillator. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2015, 782, 9–12 [vid. 2022-06-08]. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2015.01.105
- [32] KAMADA, K, T YANAGIDA, J PEJCHAL, M NIKL, T ENDO, K TSUTUMI, Y FUJIMOTO, A FUKABORI a A YOSHIKAWA. Scintillator-oriented combinatorial search in Ce-doped (Y,Gd)₃(Ga,Al)₅O₁₂ multicomponent garnet compounds. Journal of Physics D: Applied Physics [online]. 2011, 44(50), 505104 [vid. 2022-06-08]. Dostupné z: doi:10.1088/0022-3727/44/50/505104
- [33] GRODZICKA, M., M. MOSZYNSKI, T. SZCZESNIAK, W. CZARNACKI, M. SZAWLOWSKI, L. SWIDERSKI, L. KAZMIERCZAK a K. GRODZICKI. Characterization of CsI:Tl at a wide temperature range (-40°C to +22°C). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2013, 707, 73–79 [vid. 2022-06-08]. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2012.12.111
- [34] DIXIE, Laura Catherine, Andrew EDGAR a Colin Murray BARTLE. Samarium doped calcium fluoride: A red scintillator and X-ray phosphor. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014, s. 131-137. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2014.03.038
- [35] NAKAUCHI, Daisuke, Yutaka FUJIMOTO, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Properties of Sm-Doped SrCl₂ Crystalline Scintillators. In: Crystals. 2022. ISSN 2073-4352. Dostupné z: doi:10.3390/cryst12040517
- [36] ALEKHIN, Mikhail S., Roy H.P. AWATER, Daniel A. BINER, Karl W. KRÄMER, Johan T.M. DE HAAS a Pieter DORENBOS. Luminescence and spectroscopic properties of Sm²⁺ and Er³⁺ doped SrI₂. In: Journal of Luminescence. 2015, s. 347-351. ISSN 00222313. Dostupné z: doi:10.1016/j.jlumin.2015.07.002
- [37] WOLSZCZAK, Weronika, Nerine J. CHEREPY, Michael FIEDERLE a Ralph B. JAMES. Bright infrared scintillators for gamma spectroscopy. In: Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XXIII. SPIE, 2021, 2021-9-1. ISBN 9781510645141. Dostupné z: doi:10.1117/12.2595799
- [38] MONCORGÉ, R., B. CHAMBON, J.Y. RIVOIRE, et al. Nd doped crystals for medical laser applications. Optical Materials. 1997, 8(1-2), 109-119. ISSN 09253467. Dostupné z: doi:10.1016/S0925-3467(97)00022-0
- [39] AKATSUKA, Masaki, Daisuke NAKAUCHI, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Scintillation properties of Nd-doped MSiO₃ (M = Ca, Sr, Ba) single crystals. Radiation Measurements. 2020, 133. ISSN 13504487. Dostupné z: doi:10.1016/j.radmeas.2020.106298
- [40] KANTUPTIM, Prom, Masaki AKATSUKA, Daisuke NAKAUCHI, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Optical and scintillation properties of Nd-doped Lu₂Si₂O₇ single crystals. Journal of Alloys and Compounds. 2021, 860. ISSN 09258388. Dostupné z: doi:10.1016/j.jallcom.2020.158538

- [41] AKATSUKA, Masaki, Daisuke NAKAUCHI, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Characterization of Nd:LaVO₄ single-crystal scintillator emitting near-infrared photons. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2022, 61(SB). ISSN 0021-4922. Dostupné z: doi:10.35848/1347-4065/ac2627
- [42] OKAZAKI, Kai, Hiroyuki FUKUSHIMA, Daisuke NAKAUCHI, Daichi ONODA, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Visible–Near-Infrared Luminescence and Scintillation Properties of Pr-Doped Bi₄Ge₃O₁₂ Single Crystals. *SSRN Electronic Journal* [online]. 2022 [vid. 2022-04-19]. Dostupné z: doi:10.2139/ssrn.4041144
- [43] GLODO, J., R. FARRELL, E.V. VAN LOEF, W.M. HIGGINS a K.S. SHAH. LaBr₃:Pr³⁺ - a New Red-Emitting Scintillator. In: *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005* [online]. Wyndham El Conquistador Resort, Puerto Rico: IEEE, 2005, s. 98–101 [vid. 2022-04-28]. ISBN 9780780392212. Dostupné z: doi:10.1109/NSSMIC.2005.1596215
- [44] KIMURA, Hiromi, Masaki AKATSUKA, Daisuke NAKAUCHI, Takumi KATO, Noriaki KAWAGUCHI a Takayuki YANAGIDA. Optical and radioluminescence properties of Pr-doped BaTi₄O₉ crystals synthesized by the floating zone method. *Japanese Journal of Applied Physics* [online]. 2022, 61(SB), SB1006 [vid. 2022-04-28]. Dostupné z: doi:10.35848/1347-4065/ac3099
- [45] YANG, Mei, Matthew LOYD, Jian SHI, Huanying LI, Xiangyong ZHAO, Guohao REN, Charles L. MELCHER a Yuntao WU. LiCaAlF₆:Eu and LiCaAlF₆:Ce Single Crystals Grown by the Vertical Bridgman Method in a Nonvacuum Atmosphere and Their Optical and Scintillation Properties. *Crystal Growth & Design* [online]. 2021, 21(2), 847–853 [vid. 2022-06-08]. Dostupné z: doi:10.1021/acs.cgd.0c01158
- [46] WU, Yuntao, Guohao REN, Fang MENG, Xiaofeng CHEN, Dongzhou DING, Huanyin LI, Shangke PAN a Charles L. MELCHER. Scintillation Characteristics of Indium Doped Cesium Iodide Single Crystal. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2015, 62(2), 571–576 [vid. 2022-04-28]. Dostupné z: doi:10.1109/TNS.2015.2412523
- [47] KHARKIV, UKRAINE a S. GRIDIN. Optical and scintillation properties of CsI:In crystals. *Functional materials* [online]. 2013, 20(3), 284–289 [vid. 2022-04-28]. Dostupné z: doi:10.15407/fm20.03.284
- [48] CHENG, Shuangliang, Martin NIKL, Alena BEITLEROVA, Romana KUCERKOVA, Xinyuan DU, Guangda NIU, Yongchao JIA, Jiang TANG, Guohao REN a Yuntao WU. Ultrabright and Highly Efficient All-Inorganic Zero-Dimensional Perovskite Scintillators. *Advanced Optical Materials* [online]. 2021, 9(13), 2100460 [vid. 2022-06-21]. Dostupné z: doi:10.1002/adom.202100460
- [49] WANG, Qian, Quan ZHOU, Martin NIKL, Jiawen XIAO, Romana KUCERKOVA, Alena BEITLEROVA, Vladimir BABIN, Petr PRUSA, Vladimir LINHART, Jing-kang WANG, Xuemin WEN, Guangda NIU, Jiang TANG, Guohao REN a Yuntao WU. Highly Resolved X-Ray Imaging Enabled by In(I) Doped Perovskite-Like Cs₃Cu₂I₅ Single Crystal Scintillator. *Advanced Optical Materials* [online]. 2022, 2200304 [vid. 2022-04-28]. Dostupné z: doi:10.1002/adom.202200304

- [50] SUGIYAMA, Makoto, Takayuki YANAGIDA, Daisuke TOTSUKA, Yuui YOKOTA, Yoshisuke FUTAMI, Yutaka FUJIMOTO a Akira YOSHIKAWA. Crystal growth and luminescence properties of Cr-doped YAlO₃ single crystals. *Journal of Crystal Growth* [online]. 2013, 362, 157–161 [vid. 2022-04-30]. Dostupné z: doi:10.1016/j.jcrysgro.2011.11.021
- [51] KUROSAWA, Shunsuke, Akihiro YAMAJI, Vladimir V. KOCHURIKHIN, Mikhail IVANOV, Jan PEJCHAL, Rikito MURAKAMI, Yasuhiro SHOJI, Yuji OHASHI, Yuui YOKOTA, Kei KAMADA a Akira YOSHIKAWA. Development of a real-time dose monitor with Cr-doped Gd₃Ga₅O₁₂ infrared scintillator. *Radiation Measurements* [online]. 2017, 106, 187–191 [vid. 2022-04-30]. Dostupné z: doi:10.1016/j.radmeas.2017.03.028
- [52] KODAMA, Shohei, Shunsuke KUROSAWA, Yuki MORISHITA, Hiroshi USAMI, Tatsuo TORII, Masateru HAYASHI, Makoto SASANO, Tetsushi AZUMA, Hiroki TANAKA, Vladimir KOCHURIKHIN, Jan PEJCHAL, Robert KRAL, Masao YOSHINO, Akihiro YAMAJI, Satoshi TOYODA, Hiroki SATO, Yuji OHASHI, Yuui YOKOTA, Kei KAMADA, Martin NIKL a Akira YOSHIKAWA. Growth and Scintillation Properties of a New Red-Emitting Scintillator Rb₂HfI₆ for the Fiber-Reading Radiation Monitor. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2020, 67(6), 1055–1062 [vid. 2022-05-01]. Dostupné z: doi:10.1109/TNS.2020.2976695
- [53] Hamamatsu - Si APD S8664 series [online]. c2022 [cit. 11.5.2022]. Dostupné z: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s8664_series_kapd1012e.pdf
- [54] CR-110-R2 charge sensitive preamplifier: application guide [online]. c2022 [cit. 11.5.2022]. Dostupné z: <https://www.cremat.com/CR-110-R2.pdf>
- [55] ORTEC 572A Amplifier [online]. c2022 [cit. 11.5.2022]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/-/media/ametektortec/brochures/5/572a.pdf?la=en&revision=aa6582a7-6e35-4548-a807-3d8115868c20>
- [56] JANECEK, M. Reflectivity Spectra for Commonly Used Reflectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2012, 59(3), 490–497 [vid. 2022-06-12]. Dostupné z: doi:10.1109/TNS.2012.2183385
- [57] MITSUHIRO SATO, TAKAYUKI YANAGIDA, AKIRA YOSHIKAWA, YOUSUKE YATSU, JUN KATAOKA, YOSHITAKA ISHIKAWA a FUMIO SAITO. Reverse-type avalanche photodiode for scintillation detection and intrinsic energy resolution of BGO and GSO:Ce. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* [online]. 2007, 3, 2023–2032. Dostupné z: doi:10.1109/NSSMIC.2007.4436550
- [58] MAZZIOTTA, M.N. Electron–hole pair creation energy and Fano factor temperature dependence in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2008, 584(2–3), 436–439 [vid. 2022-05-20]. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2007.10.043
- [59] LOWE, B.G. a R.A. SAREEN. A measurement of the electron–hole pair creation energy and the Fano factor in silicon for 5.9keV X-rays and their temperature dependence in the range 80–270K. *Nuclear Instruments and Methods in*

Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2007, 576(2–3), 367–370 [vid. 2022-05-20]. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2007.03.020

- [60] FRASER, G.W., A.F. ABBEY, A. HOLLAND, K. MCCARTHY, A. OWENS a A. WELLS. The X-ray energy response of silicon Part A. Theory. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 1994, 350(1–2), 368–378 [vid. 2022-05-20]. Dostupné z: doi:10.1016/0168-9002(94)91185-1
- [61] SYNTFELD-KAZUCH, Agnieszka, Lukasz SWIDERSKI, Wieslaw CZARNACKI, Michal GIERLIK, Włodzimierz KLAMRA, Marek MOSZYNSKI a Paul SCHOTANUS. Non-Proportionality and Energy Resolution of CsI(Tl). IEEE Transactions on Nuclear Science [online]. 2007, 54(5), 1836–1841 [vid. 2022-06-20]. Dostupné z: doi:10.1109/TNS.2007.906168
- [62] MENGESHA, W., T.D. TAULBEE, B.D. ROONEY a J.D. VALENTINE. Light yield nonproportionality of CsI(Tl), CsI(Na), and YAP. In: 1997 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record: 1997 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record [online]. Albuquerque, NM, USA: IEEE, 1997, s. 169–173 [vid. 2022-06-20]. ISBN 9780780342583. Dostupné z: doi:10.1109/NSSMIC.1997.672562
- [63] KLAMRA, W, M BALCERZYK, W CZARNACKI, V KOZLOV, M MOSZYŃSKI, A SYNTFELD-KAŻUCH a T SZCZEŚNIAK. Light yield non-proportionality of undoped YAP scintillator. Journal of Instrumentation [online]. 2009, 4(05), P05006–P05006 [vid. 2022-06-20]. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/4/05/P05006